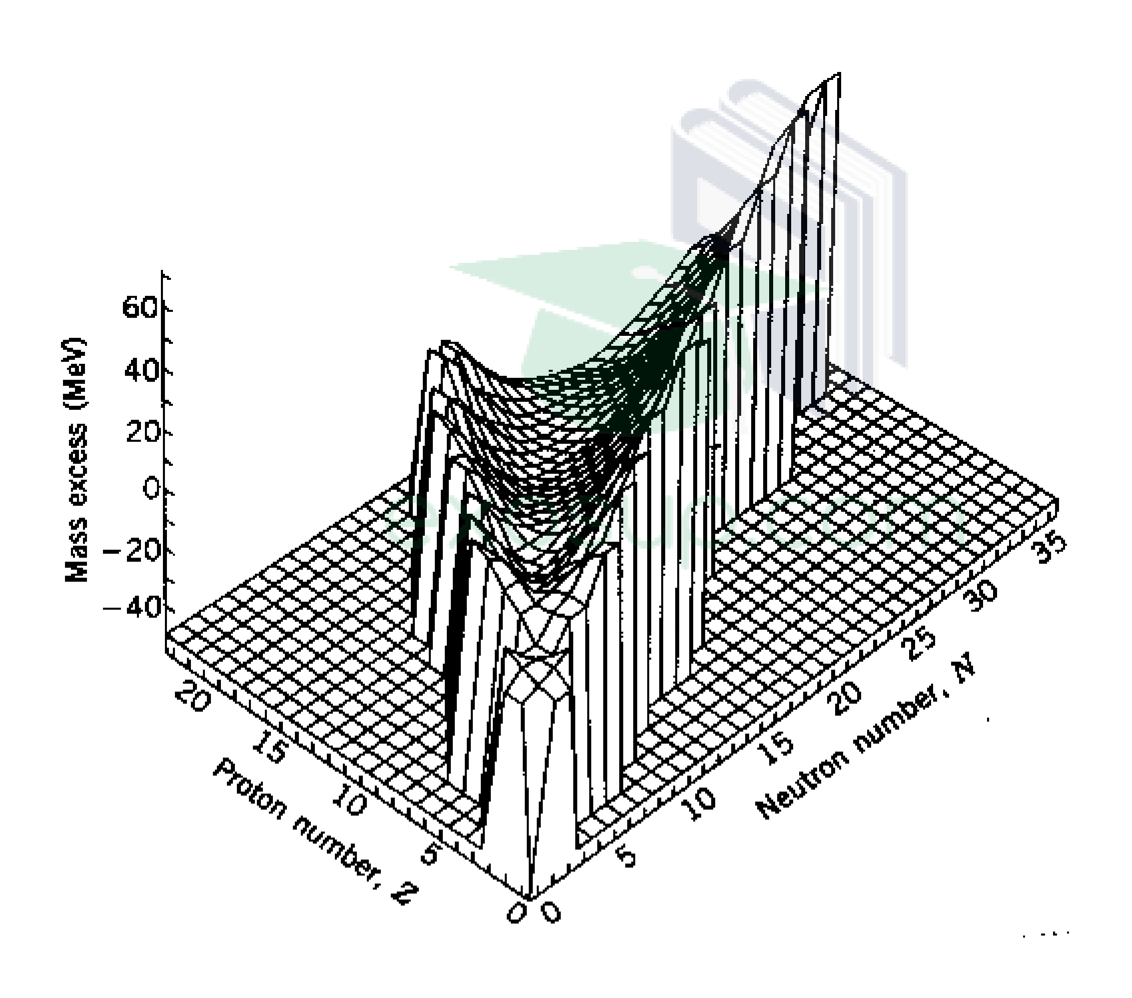
Université Ibn Zohr
Faculté Des Sciences
Département de Physique

Parcoure : physique fondamental (PF)

SMP6
ÉLEMENTS DE PHYSIQUE NUCLEAIRE



Responsable : M. MASSAQ

Chapitre 1 INSTABILTÉ NUCLÉAIRE

I- Introduction

1- *Nomenclature*

Un noyau est constitué de Z protons (lui donnant la charge $Z|e|$) et de N neutrons. $A = N+Z$ est le nombre de nucléons[1]. On le symbolise par $^A_Z\mathrm{X}$ avec X le symbole chimique correspondant. Le noyau le plus simple est l'hydrogène, puis viennent les noyaux de deutérium (un proton et un neutron) et de tritium (un proton et deux neutrons), et ainsi de suite. Jusqu'à présent, on a pu identifier 3179 isotopes radioactifs (naturel ou artificiel) dont 275 isotopes stables. La figure ci-contre montre leur distribution dans le plan (N, Z), les isotopes stables sont marqués en couleur noire, ils forment une zone de stabilité dite ligne ou vallée de stabilité. Pour les noyaux légers, la vallée est proche de la droite $Z=N$, ce qui signifie que les noyaux stables ont des nombres de protons et de neutrons assez proches. Cela vient du fait que dans le noyau, c'est l'interaction proton-neutron qui est prédominante. Cependant, pour les noyaux lourds, qui sont en fait riches en neutrons, la vallée de stabilité s'écarte légèrement de la droite $Z=N$,. Ceci est dû à l'interaction électromagnétique entre protons qui, même si elle est faible (mille fois plus faible que l'interaction nucléaire), favorise la répulsion des protons dans le noyau.

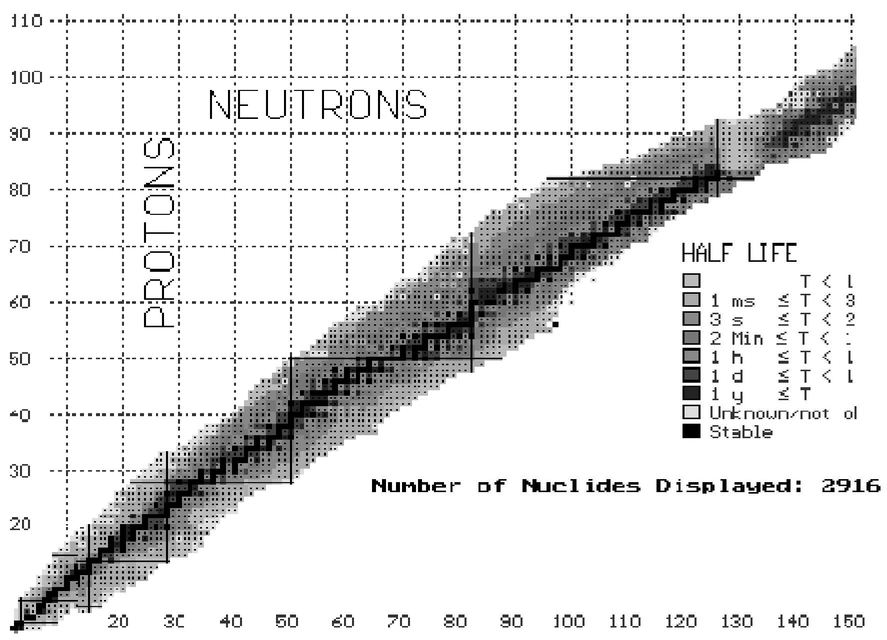
Les noyaux de même nombre de nucléons (même A) sont appelés isobares, l'ensemble constitue une chaine isobarique. Les isobares ont des propriétés physiques semblables.

Les noyaux de même nombre de protons (même Z) sont appelés isotopes, l'ensemble constitue une chaine isotopiques (Z=constante) exemple : les isotopes de carbone ($Z=6$) : ^{8}C,^{9}C..,.^{12}C,.....^{22}.Les isotopes ont les mêmes propriétés chimiques et leur abondance dans la matière est presque toujours constante.

Les noyaux de même nombre de neutrons (même N) sont appelés isotones.

Figure 1: zone de stabilité des noyaux

[1] Depuis le début des années 70, on sait que les nucléons sont composés d'entités plus élémentaires, appelées quarks.



2- *Densité nucléaire*

Pour les noyaux sphériques (tous ne le sont pas), il existe une relation empirique simple entre le rayon (de charge) R et le nombre de masse A :

$$\boldsymbol{R = r_0 A^{1/3}}$$

Où r_0 est une constante valant à peu près 1.25 fermi. Bien sûr, ceci ne veut pas dire que le noyau a une frontière bien délimitée : la densité varie graduellement, et r_0 ne fait qu'en donner une échelle typique.

Puisque la dépendance est en $A^{1/3}$, on peut en déduire que la densité de matière reste approximativement constante pour l'ensemble des noyaux et que la distribution des protons (et des neutrons) suit sensiblement la distribution de masse.

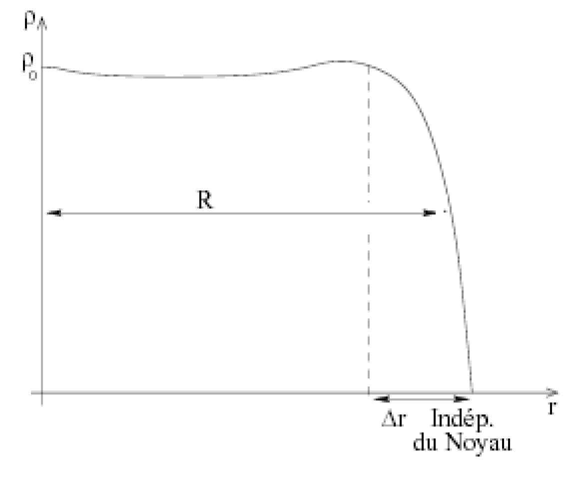
En effet, M étant la masse d'un nucléon, la densité de masse ρ_m d'un noyau sphérique est : $\rho_m = \dfrac{AM}{(4\pi/3)(r_0\, A^{1/3})^3} = \dfrac{3M}{4\pi r_0^3}$,

L'application numérique révèle alors que la densité nucléaire est fantastiquement élevée ; la dernière équation donne : $\rho_m \approx 2\times10^{14}$ g/cm^3

C'est évidemment l'interaction forte à très courte portée qui est responsable de la compacité nucléaire, donc de sa densité gigantesque.

Une bonne représentation de la densité en fonction de la distance au centre du noyau est donnée par une fonction de Fermi :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\dfrac{r-R}{a}\right)} ,$$



dont la représentation graphique est donnée sur la figure ci-contre. a est une constante ($a \approx 0.50$ fm), mais ρ_0 varie d'un noyau à l'autre.

On observe sur la figure que la densité reste à peu près constante à l'intérieur du noyau. Ensuite, elle décroît brusquement. L'écart Δr nécessaire à la densité pour passer de $0.9\rho_0$ à $0.1\ \rho_o$ est indépendant du rayon.

Figure 2

II- Énergies mises en jeu dans le noyau

1- L'équivalent énergétique de la masse

La masse et l'énergie sont reliées par la relation d'Einstein : $E = mc^2$, relation qui donne l'équivalent énergétique de la masse.
L'unité de l'énergie est l'électron volt et ses multiples. 1 eV est l'énergie acquise par un électron soumis à une ddp de 1 volt : 1 eV = $1.602\ 10^{-19}$ J.
Par convention, en physique nucléaire, l'unité de la masse atomique (uma) est le 1/12 de la masse d'un atome de carbone ^{12}C, auquel est attribué par définition 12.000 grammes comme valeur de l'atome-gramme.
La masse d'un atome de carbone ^{12}C est donc : $12.000g / \aleph = 12\ 10^{-3} / 6.0221\ 10^{23}$kg d'où

$$\Rightarrow 1\ \text{uma} = \frac{1}{12}\frac{12\ 10^{-3}}{\aleph} = 1.661\ 10^{-27}\text{kg},$$

L'énergie correspondante est : $1\text{uma}\ c^2 = 931.5$ MeV ($c = 2.998\ 10^8$ m/s) $\Rightarrow$ uma = 931.5 MeV/c².
$m_n = 1.00866$ uma = 939.6 MeV/c², $m_p = 1.00727$ uma = 938.3 MeV/c², $m_é = 5.4857\ 10^{-4}$ uma = 0.511 MeV/c²

2- Energie de liaison

L'énergie de liaison B est l'énergie à fournir pour briser le noyau en ses constituants. Pour un noyau (A,Z) de masse M :

$$M(A,Z)c^2 = (A-Z)m_n\, c^2 + Zm_p\, c^2 - B(A,Z)\ ;$$

L'énergie de liaison d'un noyau stable est positive puisque la masse du noyau est inférieure à la somme de ses constituants libres en raison de la force nucléaire attractive.
Les mesures de spectrométrie de masse montre que B croit régulièrement avec le nombre de nucléons A. Mais à partir de ces valeurs de B, on ne peut dire lequel des noyaux est plus fortement lié que l'autre. C'est l'énergie de liaison moyenne par nucléon $B_m = B/A$ qui renseigne sur le degré de cohésion d'un noyau.

La figure 3 représente le résultat d'une étude systématique de l'énergie de liaison moyenne des noyaux naturels. B_m varie comme suit en fonction de A : une montée rapide et irrégulière pour A petit puis un long plateau légèrement incurvé vers le bas et aux environs de 8 MeV, présentant un maximum autour de A≈60. Ce plateau presque constant traduit la saturation des forces nucléaires. On comprend pourquoi l'on peut récupérer de l'énergie soit en fusionnant deux noyaux légers, soit en fissionnant un noyau lourd : dans les deux cas, les produits ont une énergie de liaison par nucléon plus grande que les éléments de départ.

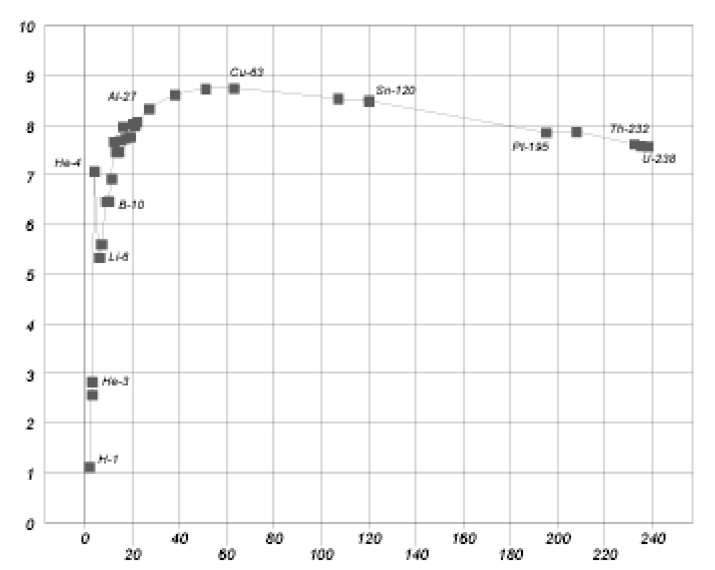


Figure 3 : Variation de l'énergie de liaison moyenne en fonction de *A*



L'interprétation de cette courbe est donnée dans le cadre du modèle de la goutte liquide.

3- Excès de masse

L'expérience nous permet seulement de connaître la masse atomique $M_a(A, Z)$ et pas la masse nucléaire qui sont liées par :

$$M_a(A, Z)\, c^2 = M(A, Z)\, c^2 + Zm_é\, c^2 - B_a(A, Z)$$

$B_a(A, Z)$ est l'énergie de liaison atomique (des électrons) qui est généralement négligeable.

On déduit donc la masse atomique en fonction de l'énergie de liaison nucléaire :

$$M_a(A, Z)\, c^2 = (A- Z)m_n\, c^2 + Zm_p\, c^2 - B(A, Z) + Zm_é\, c^2 = (A- Z)m_n\, c^2 + ZM_a(\mathrm{H})\, c^2 - B(A, Z)$$

Avec $M_a(\mathrm{H})$=1.0080 uma, m_n = 1.00866 uma

Pour des raisons pratiques, on utilise souvent l'excès de masse δ défini par la relation :

$$\delta(A, Z) = M_a(A, Z) - A\times \text{uma}$$

Son équivalent en énergie est : $\delta(A, Z)$(MeV) = $M_a(A, Z)c^2$ -931.5 A

On peut donc déduire l'énergie de liaison d'un noyau en connaissant son excès de masse et inversement :

$$B(A, Z) = Z\delta(\mathrm{H}) + (A\text{-}Z)\ \delta_n - \delta(A, Z)$$

Avec $\delta(\mathrm{H}) = 7.289$ MeV et $\delta_n = 8.071$ MeV sont les excès de masses de l'atome d'hydrogène et du neutron.

Remarques :quelques autres définitions

- *Défaut de masse :* $\Delta m = Zm_p c^2 + (A - Z)m_n c^2 - M(A,Z)c^2 = B/c^2$.
- *Coefficient de cohésion (packing fraction) :* $f = \delta(A, Z)/A$

4- Modèle de la goutte liquide (Formule de Von Weizsäcker, 1935*)*

En 1935, suite aux travaux de Bethe, Von Weizsäcker a proposé une formule semi empirique permettant d'écrire l'énergie de liaison d'un noyau en prenant en compte successivement les différents effets physiques susceptibles d'y contribuer. Dans ce modèle le noyau est assimilé à une goutte liquide incompressible (les nucléons sont assimilés aux molécules de la goutte.

Même si la formule n'est valable que pour les noyaux sphériques, elle a l'avantage d'être très simple et de permettre une très bonne modélisation de la plupart des noyaux, tant qu'ils ne sont pas super lourds.

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A-2Z)^2}{A} \pm E_{app}$$

La formule est dite semi empirique parce que ses cœfficients a_i sont déterminés par ajustement sur des données expérimentales.

a) L'énergie de volume $a_v A$

Elle correspond au fait qu'en première approximation, comme on l'a vu au paragraphe II2, l'énergie moyenne de liaison par nucléon est constante. Ici, on la note a_v, et $a_v A$ désigne l'énergie totale de liaison de tous les nucléons dans cette approximation. C'est un terme de volume, puisque le nombre de nucléons, A, est proportionnel au volume du noyau. On prend souvent a_v, ≈ 15.56MeV.

b) L'énergie de surface $-a_s A^{2/3}$

Les nucléons situés au bord du noyau possèdent moins de voisin que ceux situés au centre. Leur énergie de liaison est donc inférieure. Il convient donc de retirer cette différence d'énergie autant de fois qu'il y a de nucléons au bord du noyau.

Ce nombre étant proportionnel à la surface du noyau qui vaut $4\pi R^2$. Comme le rayon est proportionnel à $A^{1/3}$, la surface est proportionnelle à $A^{2/3}$. Le terme de surface est $-a_s A^{2/3}$, avec : $a_s \approx 17.23$ MeV

c) L'énergie coulombienne $-a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}$

Par ailleurs, il convient de prendre en compte la répulsion électrostatique entre les protons, qui est un facteur déstabilisant et doit donc elle aussi contribuer à abaisser l'énergie de liaison.

Le noyau peut être considéré comme une sphère uniformément chargée de charge totale Ze. L'énergie électrostatique du noyau est alors $E = \frac{3}{5}\frac{Z^2e^2}{R} = \frac{3e^2}{5r_0}\frac{Z^2}{A^{1/3}}$. On remplace Z^2 par $Z(Z-1)$ puisque un proton ne peut interagir avec lui-même, $Z(Z-1)$ représente le nombre de paires proton-proton.

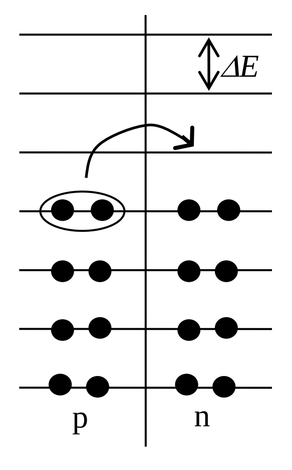
Il convient donc de retirer cette énergie électrostatique à l'énergie de liaison. C'est le rôle de l'énergie coulombienne $-a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}$. On prend $a_c = \frac{3e^2}{5r_0} \approx 0.7 \text{ MeV}$.

C'est ce terme qui est responsable de la décroissance de B pour les grandes valeurs de Z.

d) L'énergie d'asymétrie $-a_a \frac{(N-Z)^2}{A}$

Ce terme provient du fait que les nucléons occupent des niveaux d'énergie quantifiés. Porteurs d'un spin intrinsèque *1/2*, ce sont des fermions et obéissent à la statistique de Fermi-Dirac selon laquelle chaque état quantique ne peut contenir qu'un seul nucléon d'un type donné (p ou n). Les noyaux légers possèdent des neutrons et des protons en nombres sensiblement égaux. Un noyau lourd ainsi construit serait instable ; il faut un excès de neutrons (figure 1) pour fournir un supplément d'énergie de liaison capable de compenser l'effet croissant de la répulsion coulombienne.

Ces neutrons en excès sont situés sur des états moins liés que les autres nucléons, leur énergie de liaison est inférieure à celle des nucléons occupant des niveaux d'énergie plus profonds. Pour obtenir un noyau asymétrique avec $N > Z$ ($A = Z$), il est facile de calculer l'énergie nécessaire pour déplacer n pairs de protons, à partir d'un noyau contenant un nombre identique $A/2$ de neutrons et de protons, pour les placer sur des niveaux neutroniques.



Pour la 1ère paire, il faut fournir une énergie $2\Delta E$
,, la 2nd paire ,, ,, ,, ,, $3\text{x } 2\Delta E$
,, la 3ème paire ,,,, ,, ,, $5\text{x } 2\Delta E$
. . . .
,, la 2ème paire ,,,, ,, ,, $(2n-1)\text{x } 2\Delta E$
avec $n = \frac{N-Z}{2}$

L'énergie totale à fournir sera :
$E = (1+3+5+ \ldots + (2n-1))\, 2\Delta E = n^2 \text{ x } 2\Delta E = (N-Z)^2\, \Delta E/2.$
On montre en mécanique quantique que ΔE est inversement proportionnelle à A.

Le terme d'asymétrie est $-a_a \frac{(N-Z)^2}{A} = -a_a \frac{(A-2Z)^2}{A}$, avec a_a = 23.6 MeV

e) L'énergie d'appariement E_{app}

Suivant la parité de A et Z, un petit surplus d'énergie est nécessaire :

$$E_{app} = \begin{cases} +\delta \text{ pour les noyaux pair - pair} \\ 0 \text{ pour les noyaux impairs} \\ -\delta \text{ pour les noyaux impair - impair} \end{cases}$$

On note : $\delta = \frac{12\,\text{MeV}}{\sqrt{A}}$

L'énergie d'appariement traduit le fait que les nucléons de même nature ont tendance à se regrouper par paires à spins antiparallèles. L'énergie de liaison sera plus importante si le nombre de protons ou celui de neutrons est pair.

On peut remarquer que pour A = 100, δ = 1.2 MeV << B qui est de l'ordre du GeV.

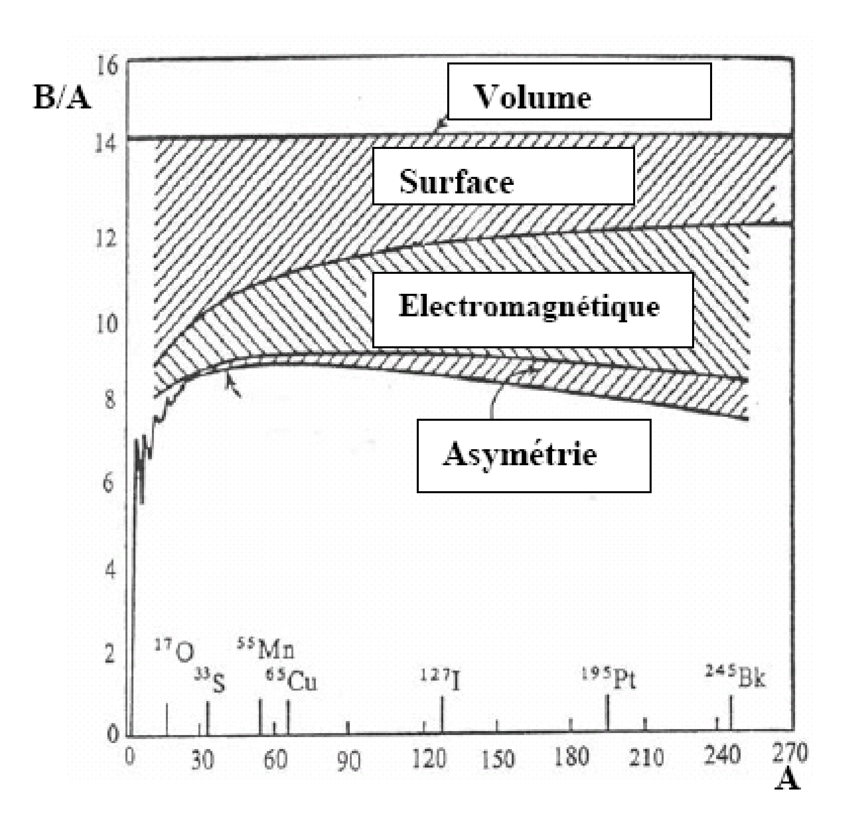


Figure 5 : Contribution des différents termes dans l'énergie de liaison.
Il existe des tables donnant des valeurs expérimentales d'énergie de liaison, plus précises que les données de cette figure. Celle-ci illustre les propriétés des différents jeux de paramètres. La contribution des énergies de surface, coulombienne et d'asymétrie, est mise en évidence sur la figure. Ces effets cumulés réduisent l'énergie de volume de presque un facteur 2.

Le calcul de l'énergie de liaison des noyaux peut permettre de calculer leurs masses et donc de prévoir les désintégrations possibles. En effet, en comparant les masses des produits à celles des réactifs, on peut déterminer les conditions nécessaires à une désintégration.

5- Applications élémentaires : paraboles de stabilité

La formule de Weizsäcker permet d'exprimer la stabilité d'un noyau en fonction des nombres *A* et *Z*. Considérons donc une série d'isobares, c'est à dire des noyaux qui ont tous le même nombre de nucléons *A*. On sait que la masse atomique est $M_a(A, Z)\ c^2$ = (A- Z)$m_n\ c^2$ + ZM_a(H) c^2 - $B(A, Z)$, qui peut s'écrire selon le la formule Weizsäcker sous la forme d'un polynôme de second ordre auquel s'ajoute le terme d'appariement :

$$M_a(A,Z)c^2 = \alpha Z^2 + \beta Z + \gamma \pm \delta$$

où $\alpha = 4a_a/A + a_c A^{-1/3} > 0$, $\beta = (M_a(\mathrm{H}) - m_n)\ c^2 - 4a_a$, et $\gamma = (m_n c^2 - a_v + a_a/4)A + a_s A^{2/3}$

Le terme d'appariement est à priori variable.

Cas *A* impair :

Le terme d'appariement est ici constamment nul, quel que soit la valeur de Z. L'expression de M_a (*M* ou δ) passe donc par un minimum en Z=Z_0 vérifiant $\left(\frac{\partial M_a}{\partial Z}\right)_{A=\mathrm{cte}} = 0$ et $Z_0 = \frac{-\beta}{2\alpha} = \frac{4a_a}{2(a_c A^{-\frac{1}{3}} + 4a_a A^{-1})}$

L'isobare stable est obtenu en prenant pour *Z* l'entier le plus proche de Z_0. Tous les autres isobares vont vouloir se désintégrer par $\beta^{\pm}$ pour se rapprocher de Z_0 (voir la figure 6a)

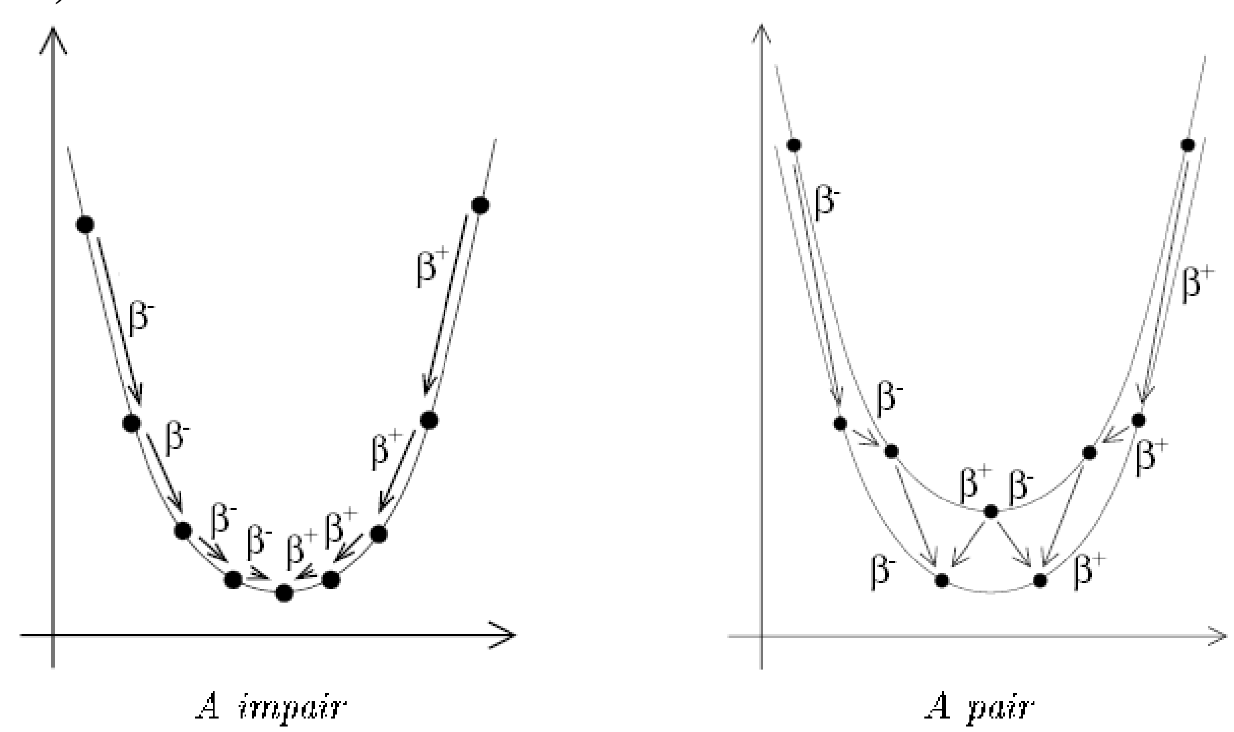


Figure 6

Cas A pair :

Le terme d'appariement alterne entre -δ et +δ. On a donc en fait deux paraboles. Suivant la parité de *Z*, les isobares se situent sur l'une ou l'autre (figure 6b). La plupart du temps, on obtient deux isobares stables, séparés de deux protons. Tous les autres isobares se désintégreront en un de ces deux noyaux stables, pour les mêmes raisons qu'au cas A impair. Parfois, comme dans le cas où A = 136, on obtient trois

isobares stables. Dans ce cas, l'isobare central, le baryum $^{136}_{56}Ba$ est très stable tandis que les deux autres, le xénon $^{136}_{54}Xe$ et le cérium $^{136}_{58}Ce$ le sont à peine. Un faible apport d'énergie sous la forme, par exemple, d'une excitation, provoquera ensuite leur désintégration.

III- Transitions isobariques (β et CE)

Elles correspondent aux désintégrations dans lesquelles le nombre total des nucléons du noyau ne changent pas (A=Cte). Ces transitions sont caractérisées par la transformation d'un neutron en proton ou réciproquement. On distingue trois types : Désintégration par émission β^-, désintégration par émission β^+ et désintégration par capture électronique. Toutes ces désintégrations proviennent de l'interaction faible (théorie quantique de Fermi 1934).

L'identification des rayons β était réalisée en premier par Rutherford en 1898. Il a découvert que la radiation d'uranium (rayons des Becquerel) a deux composantes, celle la plus pénétrante qu'il a nommée la radiation β. La déflection des rayons β dans un champ magnétique a été observée en 1899. En 1902, après une série d'expériences mesurant la masse par Kaufman, il était établi que les particules qui constituent les rayons β sont des électrons.

1- Emission β^-

Les isobares présentant un excès de neutrons se désintègrent via la conversion d'un neutron en proton avec émission d'une particule β^- et d'un antineutrino : $n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}$.

La réaction s'écrit donc : $^{A}_{Z}X \rightarrow ^{A}_{Z+1}Y + \beta^- + \bar{\nu}$

L'antineutrino $\bar{\nu}$ et le neutrino sont des particules qui n'interagissent que très faiblement avec la matière, leur mise en évidence a été réalisée indirectement à partir des lois de conservation des moments. Le neutrino n'a été observé directement qu'en 1956 dans la réaction $p + \bar{\nu} \rightarrow n + \beta^+$. Des mesures récentes affectent à ces particules une masse au repos $m_\nu c^2 \leq 2$ eV qui restera négligeable devant les masses des autres produits (particules très légères, donc ultra relativistes).

Le bilan énergétique de la réaction est :

$$M(A,Z)c^2 = M(A,Z+1)c^2 + m_\beta c^2 + m_\nu c^2 + T_{\mathrm{Y}} + T_\beta + T_\nu \, .$$

On définit l'énergie de désintégration par :

$$Q = \sum_i m_{i(\text{état initial})} c^2 - \sum_i m_{i(\text{état final})} c^2 = \sum_i T_i$$

Dans notre cas :

$$Q_{\beta^-} = M(A,Z)c^2 - M(A,Z+1)c^2 - m_\beta c^2 = T_{\mathrm{Y}} + T_\beta + T_\nu$$

Qui peut aussi être exprimée en fonction des masses des atomes. En effet, en ajoutant et retranchant $Z.m_e$ dans l'équation, il vient:

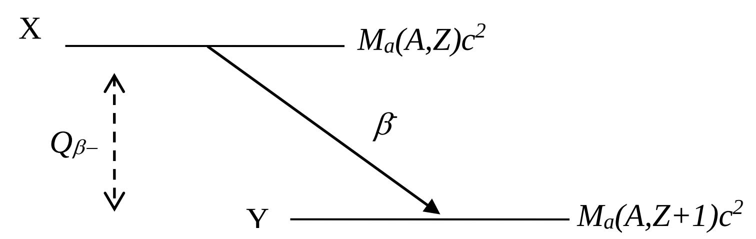
$$Q_{\beta^-} = M_{\mathrm{a}}(A,Z)c^2 - M_{\mathrm{a}}(A,Z+1)c^2 = T_{\mathrm{Y}} + T_\beta + T_\nu$$

L'énergie de désintégration se trouve partager entre les énergies cinétiques de l'électron et l'antineutrino, et l'énergie de recul de noyau fille qui reste négligeable devant les deux autres.

La désintégration par émission β^- est énergétiquement possible si :

$$\boldsymbol{M_a(A,Z)c^2 \geq M_a(A,Z+1)c^2} \;;\; Q_{\beta^-} \geq 0 .$$

Schéma de désintégration dans le système des masses atomiques :



2- Emission β^+

Les isobares avec un excès de protons se désintègrent via la conversion : $p \to n + \beta^+ + \nu$.

La réaction s'écrit : ${}_Z^AX \to {}_{Z-1}^{A}Y + \beta^+ + \nu$

Par le même raisonnement on peut trouver une condition nécessaire pour la désintégration β^+. Il vient alors :

$$Q_{\beta^+} = M_a(A,Z)c^2 - M_a(A,Z-1)c^2 - 2m_0c^2 = T_Y + T_\beta + T_\nu \geq 0$$

$$\Rightarrow M_a(A,Z)c^2 \geq M_a(A,Z-1)c^2 + 2m_0c^2,$$

Il faut donc une différence de 1.02 MeV entre les noyaux père et fils pour que la désintégrtation soit possible.

Schéma de désintégration :

X $M_a(A,Z)c^2$

β^+

$Q_{\beta+} + 2m_0c^2$

Y $M_a(A,Z-1)c^2$

3- La capture électronique (CE)

C'est la cas où le noyau absorbe un électron de son propre nuage atomique et transforme ainsi un de ses protons en neutrons : $p + \beta^- \to n + \nu$. La réaction est donc :

$${}_Z^A\text{X} \to {}_{Z-1}^{A}\text{Y} + \bar{\nu}$$

La capture électronique se produit principalement dans les noyaux lourds où les rayons nucléaires sont grands et les orbites électroniques sont plus compactes. En général les électrons capturés sont de la première couche (couche *K*), puisque ces électrons sont les plus près du noyau, et que leur fonction d'onde a un maximum centré au centre du noyau.

La condition d'avoir une capture électronique est :

$$M_a(A,Z) - M_a(A,Z-1) \geq 0,$$

La capture électronique CE est en compétition avec la désintégration β^+ puisque les deux processus aboutissent au même noyau fils. En comparaison avec la condition de la désintégration β^+, on voit que la capture électronique est avantagée par une surplus d'énergie cinétique $2m_ec^2$. En fait on trouve certains cas où la différence de masses entre l'atome initial et final est trop faible pour que la désintégration β^+ puisse procéder. Pourtant une capture K peut avoir lieu.

La capture électronique laisse l'atome dans un état excité, il y aura réarrangement des électrons suivie par : - émission d'un photon X

-émission d'un électron Auger : le photon X peut par effet photoélectrique, éjecter un électron d'une couche électronique externe.

Schéma de désintégration par capture électronique :

X — $M_a(A,Z)c^2$

Q_{CE} — CE

Y — $M_a(A,Z\text{-}1)c^2$

4- Spectre continu de β

En 1904, il était démontré par Bragg que les particules α de même source traversaient les mêmes distances avant s'arrêter. Il en déduit que la désintégration α est mono-énergétique. La situation avec la désintégration β est plus difficile. À cause de ses faibles masses, la perte d'énergie des particules β dans un milieu est plus complexe. Il fallait attendre jusqu'à 1914 quand Chadwick a démontré clairement, avec la méthode de compteur de Geiger au lieu de celui de plaques photographiques, que le spectre de β est en fait continu (Figure 7). Cela veut dire que chaque noyau d'une source β n'émet pas un électron de même énergie. En 1934 Fermi a proposé la théorie de la désintégration β avec le langage de la théorie quantique du champ, dans laquelle les particules peuvent être créées et disparaître. Cette théorie explique très bien le spectre et la constante radioactive de désintégration β.

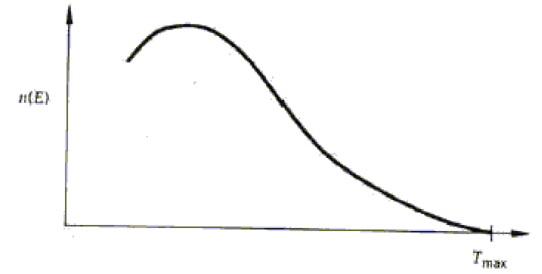


Figure7 : Spectre d'énergie continu de β

5- Emission gamma

Le rayon γ est en fait un rayonnement électromagnétique (des photons de hautes énergies). C'est un processus de désexcitation du noyau, excité par exemple à la suite d'une désintégration α ou β. Il n'y pas de changement au noyau (ΔZ=0, ΔA=0), sinon son état (énergie, spin, parité) :

a) Energie d'émission γ

Le bilan énergétique de la transition $X^* \rightarrow X + \gamma$, est :

$$M_{X^*} c^2 = M_X c^2 + T_r + E_\gamma \text{ ou bien } Q_{ex} = T_r + E_\gamma$$

Avec : Q_{ex} la différence entre les états initial et final, T_r l'énergie cinétique de X (énergie de recul) et $E_\gamma = h\nu$, l'énergie du photon.

La conservation de la quantité de mouvement entre les deux états est : $\vec{p}_r + \vec{p}_\gamma = \vec{0}$.

D'autre part : $T_r = p_r^2/2M_X$ et $E_\gamma = p_\gamma c$.

En combinant ces équations on trouve :

$$E_\gamma = -M_X c^2 + \sqrt{M_X^2 c^4 + 2M_X c^2 Q_{ex}}$$

$$\text{comme } Q_{ex} \langle\langle M_X c^2 \Rightarrow E_\gamma = Q_{ex} - \frac{1}{2}\frac{Q_{ex}^2}{M_X c^2} + \ ...$$

$$\text{En général : } E_\gamma \cong Q_{ex} \Rightarrow T_r = \frac{E_\gamma^2}{2M_X c^2}$$

Deux sources de γ souvent rencontrées sont le ^{60}Co et le ^{137}Cs. Le ^{60}Co est une source très forte qui est utilisée un peu partout, notamment pour le traitement du cancer. Le ^{137}Cs est une source à un seul γ qui est souvent utilisée par les physiciens pour calibrer leurs détecteurs de particules.

Remarque : le spectre d'énergie γ est un spectre de raie.

b) Conversion interne

Au lieu d'émettre un photon, le noyau peut se désexciter en transférant son énergie à un électron du cortège qui acquiert alors une énergie $T=Q_{ex}-E_l$, E_l est l'énergie de liaison de l'électron. Ces électrons de conversion sont monocinétiques et donnent aussi un spectre de raies. Il est enfin à signaler que ce processus de CI est différent de l'effet photoélectrique.

IV- Emission alpha

1- Energie de désintégration

En 1898 Rutherford a découvert que la radiation d'uranium a deux composantes. Il a donné le nom radiation α à la composante qui est très peu pénétrante. Il a fallut dix ans, en 1908, pour que Rutherford puisse conclure que les rayons α sont des atomes d'hélium doublement ionisés, en se basant sur les mesures du rapport *e/m* et de la charge électrique des particules α, ainsi que sur l'observation du spectre caractéristique d'hélium dans les décharges produites dans un volume où les particules α ont été collectionnées.

La transition de désintégration α est : ${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}He$

Environ 160 nuclides connus montrent une radioactivité α ; à part quelques exceptions, ils appartiennent tous aux noyaux lourds avec $Z > 82$ (Pb), $A > 200$. Qualitativement on peut expliquer ce fait à l'aide de la formule semi-empirique ; en effet, une désintégration α devrait en principe être possible si :

$$Q_\alpha = M(A, Z) - [M(A\text{-}4, Z\text{-}2) + M(\text{He})] = B(A\text{-}4, Z\text{-}2) + B(\text{He}) - B(A, Z) > 0$$

où Q_α est l'énergie libérée dans la désintégration, qui est partagée entre la particule α (énergie cinétique T_α) et le noyau fille (énergie de recul T_Y et énergie d'excitation).

Si le noyau fille est dans l'état fondamental, $\boldsymbol{Q_\alpha = T_\alpha + T_Y}$.

Par la conservation de la quantité de mouvement, on obtient l'énergie cinétique de la particule α émise : $$T_\alpha = \frac{M_Y}{M_\alpha + M_Y} Q_\alpha \approx \frac{A-4}{A} Q_\alpha = \left(1 - \frac{4}{A}\right) Q_\alpha$$

On voit donc que la plupart de l'énergie est prise par la particule α, puisque A est grand (>200). Les spectres α sont des spectres de raies car il s'agit d'une désintégration à deux corps. Souvent la raie la plus énergétique est aussi la plus intense. Expérimentalement on observe que les α moins énergétiques sont accompagnés par l'émission des photons, qui correspondent aux désexcitations vers l'état fondamental du noyau fille. Les énergies mesurées de ces photons confirment l'existence des couches dans la structure des noyaux.

Revenons à l'inégalité au -dessus. On peut la remettre comme:

$$B(\text{He}) > B(A, Z) - B(A\text{-}4, Z\text{-}2) \approx 4\frac{dB}{dA} = 4\left(A\frac{d(B/A)}{dA} + \frac{B}{A}\right)$$

On sait déjà (Figure 3) qu'à partir de A $\approx$120, B/A est à peu près linéaire sur A, sauf les endroits autour des nombres magiques. Il est en fait montré que la pente est $\approx -7.7\times10^{-3}$. Étant donné B(He)$\approx$28.3MeV, la condition est devenue : $$\frac{B}{A} \langle 7.075 + 7.7\ 10^{-3}\ A$$

Cela commence pour A>140. La raison fondamentale, pour laquelle les désintégrations α sont favorisées, par rapport aux systèmes de 2 ou 3 nucléons, se trouve dans la grande valeur de B(He), donc plus d'énergie disponible pour s'échapper du noyau. La probabilité de former les systèmes stables avec plus que 4 nucléons dans les noyaux est beaucoup plus petite (mais pas impossible, fission). Il n'est pas possible non plus pour un nucléon seul de s'échapper spontanément d'un noyau puisque l'énergie de liaison du dernier nucléon est toujours positive.

2- Théorie de l'émission α

La particule α de charge +2e doit vaincre la barrière de potentiel coulombien du noyau avant d'y être libérée. La condition que l'énergie cinétique soit positive n'est donc pas suffisante, au moins avec la physique classique. En fait il existait un paradoxe dans les années 20. Des particules α de 7.68 MeV (du ^{214}Po) sont diffusées par le nuclide ^{238}U selon la loi de Rutherford ; aucune absorption (capture d'une particule par un noyau) ne semble avoir lieu ; la barrière coulombienne est donc plus

haute que 7.68 MeV. D'autre part, ^{238}U émet lui-même des α de seulement 4.2 MeV qui sont donc en mesure de franchir cette barrière (**Figure 6**).

L'explication de ce paradoxe a été donnée dans le cadre de la mécanique quantique, que la particule, qui possède aussi le caractère ondulatoire, peut franchir la barrière par **effet tunnel**. L'effet tunnel explique aussi l'observation expérimentale que la durée de vie du noyau mère et l'énergie T_α sont fortement liées: $\ln \boldsymbol{T} = \boldsymbol{a} + \frac{\boldsymbol{b}}{\sqrt{\boldsymbol{T_\alpha}}}$ (Loi de Geiger et Nuttall)

Les sources α plus énergétiques ont une durée de vie plus courte et inversement.

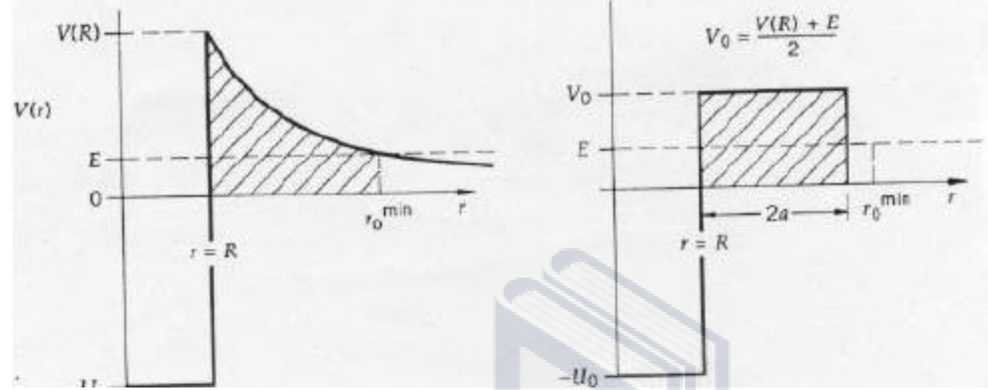


Figure 6 : L'énergie potentielle et son équivalent en forme de puis carré pour la désintégration α

Chapitre 2 Radioactivité et transformations radioactives

I- Introduction

La radioactivité est le phénomène par lequel un noyau instable, dans l'état fondamental ou dans un état légèrement excité, émet spontanément une particule ou un rayon γ. La radioactivité a été découverte par H. Becquerel en 1896, en observant que le sel d'uranium émet des radiations capables de noircir une plaque photographique. Les investigations ont attribué cette propriété à l'uranium. Deux ans plus tard Marie et Pierre Curie ont isolé depuis les minerai d'uranium deux nouveaux matériaux radioactifs, le polonium et le radium. En 1898 Rutherford a trouvé que la radiation du sel d'uranium a deux composantes, une beaucoup moins pénétrante que l'autre. Il les a nommés rayons α et β. Ils sont identifiés plus tard comme les noyaux d'hélium pour les rayons α, et les électrons pour les rayons β. Deux ans plus tard Villard a découvert, avec le radium, un troisième type de radiation, les rayons γ, qui

est encore plus pénétrant. Il est finalement démontré que les rayons γ ne sont que les photons de hautes énergies.

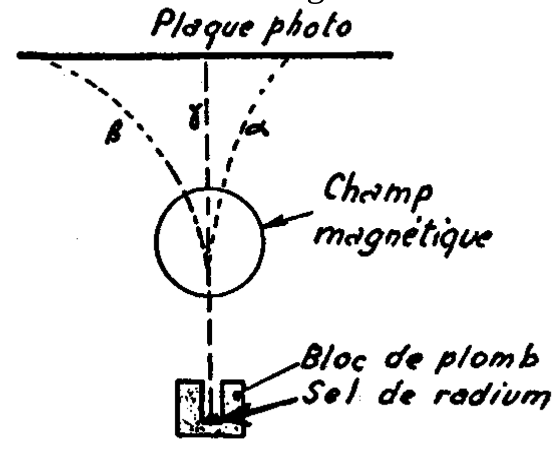


Figure : Mise en évidence de la charge électrique des trois composantes de la radioactivité (Rutherford 1908)

II- Lois de la décroissance radioactive

1- Cas d'une désintégration simple

La première détermination d'une demi-vie a été faite en 1900 par Rutherford. Dans une étude des propriétés de l'émanation thorium (radon ^{220}Rn), il a trouvé que l'intensité des radiations diminuait en temps dans un progression géométrique. C'est-à-dire si $N(t)$ le nombre d'atomes actifs au temps t, alors la décroissance de N en t est décrite par :

$$\mathbf{d}N/\mathbf{d}t = -\lambda N \qquad \text{ou} \qquad N(t) = N(0)\, e^{-\lambda t}$$

Cette loi de désintégration est valable pour tous les types de désintégrations, en physique atomique, nucléaire et des particules. Son origine vient de la nature probabilistique des effets quantiques.

En fait λ, appelé **la constante radioactive** (nom donné par Rutherford), est simplement la probabilité de transition de mécanique quantique d'un noyau par unité du temps, bien que ce fait était encore inconnu à l'époque de Ruherford. Ce qui était connu est que λ est, pour un noyau et un mode de désintégration, une constante, indépendante par exemple de l'âge de l'échantillon et de l'environnement chimique et physique.

Sachant que λ est la probabilité de désintégration par seconde d'un noyau, le nombre de désintégrations entre t et t+dt est donc $\lambda N(t)$dt, c'est-à-dire :

$$N(t+\mathbf{d}t) - N(t) = -\lambda N(t)\mathbf{d}t \quad \text{ou} \quad \mathbf{d}N/\mathbf{d}t = -\lambda N$$

On retrouve donc la loi de désintégration.

- Activité de la source :

Le nombre de désintégrations par seconde est défini comme **l'activité** de la source radioactive :

$$A(t) = |\mathbf{d}N/\mathbf{d}t| = \lambda N(t) = \lambda N(0)\, e^{-\lambda t} = A(0)\, e^{-\lambda t}$$

unité de l'activité : Il existe deux unités: le Becquerel (Bq) et le Curie (Ci) :

1 Becquerel = 1 désintégration/sec ; 1 Curie = 3.7 10^{10} désintégration/sec = 3.7 10^{10} Bq.
1 Curie correspond à l'activité d'un gramme de radium ^{226}Ra.

- Vie moyenne τ :

$$\langle t \rangle = \tau = \int_0^\infty t\,[\lambda N(t)dt]/N(0) = \int_0^\infty t\lambda e^{-\lambda t}\,dt = \frac{1}{\lambda}$$

Dans l'intervalle τ la décroissance de N ou A est d'un facteur e: $N(\tau)=N(0)/e$.

- Période ou **demi-vie** ***T*** : dans l'intervalle T, N ou A sont réduits de moitié: $N(T)=N(0)/2$. On trouve : $T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2 = \frac{0.639}{\lambda} = 0.639\,\tau$

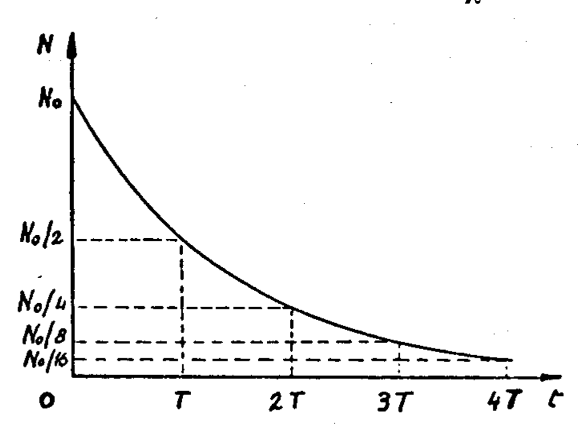


Figure : Décroissance radioactive en fonction du temps

2- Désintégration composée ou par embranchement

Souvent un état nucléaire a plusieurs voies de désintégration possibles. Par exemple le potassium ^{40}K peut se désintégrer soit à l'état fondamental de calcium soit à l'état excité de l'argon (**Figure**).

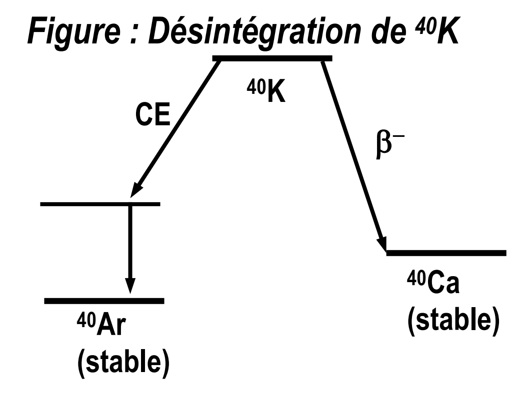
Si les probabilités partielles sont donnés par λ_i, la probabilité de transition totale (constante radioactive) est $\lambda = 1/\tau = \sum \lambda_i$. Le rapport $k_i = \lambda_i/\lambda$ est appelé le rapport d'embranchement (s'exprime en %).

L'activité totale : $A = \lambda N = A_0\, e^{-\lambda t}$

L'activité partielle : $A_i = \lambda_i N = k_i A_0\, e^{-\lambda t}$

L'activité partielle décroît suivant $e^{-\lambda t}$ et non $e^{-\lambda_i t}$!

Figure : Désintégration de ^{40}K



3- Désintégration en chaîne (filiation)

a) *Filiation à 3 corps :* A $\rightarrow$ B $\rightarrow$ C (stable)

Par exemple le bismuth se désintègre au polonium, qui se désintègre ensuite au plomb :

$$^{10}Bi \rightarrow {}^{210}Po \rightarrow {}^{206}Pb \text{ (stable)}$$

La variation du nombre des noyaux de la deuxième génération, dans ce cas ^{210}Po, dans l'intervalle de temps t et $t+dt$ est :

$$dN_2 = \left[\lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t)\right]dt = \left[\lambda_1 N_1(0) e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2(t)\right]dt$$

Si à l'état initial $N_2(0)=0$, on trouve le nombre de ^{210}Po au temps t :

$$N_2(t) = N_1(0)\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

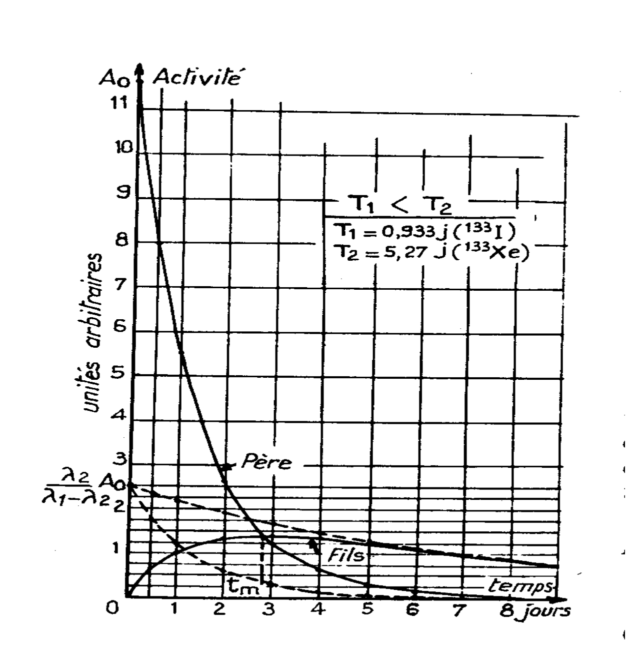
et son activité au temps t est $\boldsymbol{A_2(t) = \lambda_2 N_2(t)}$

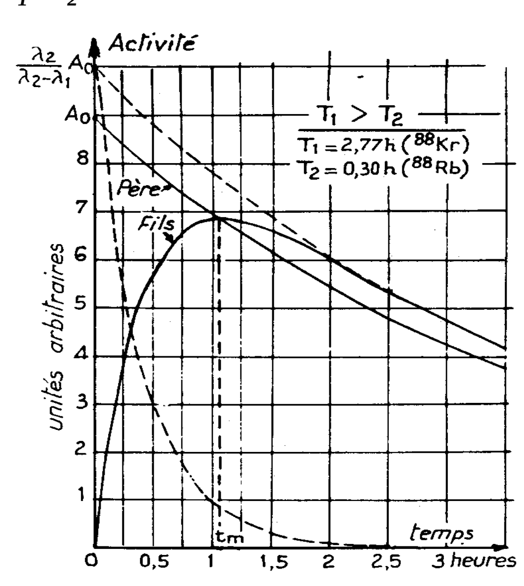
Il existe un instant t_m pour lequel l'activité de B est maximale : $\boldsymbol{dN_2/dt = 0 \Rightarrow}$ $t_m = \frac{\ln\lambda_2/\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$. Lorsque les deux activité de A et B sont égales on dit qu'il y a **équilibre idéal** mais cette situation n'est qu'instantanée.

Deux cas sont à distinguer :

- → **Si $T_1 < T_2$ ($\lambda_1 > \lambda_2$) :** Au bout d'un certain temps (> $\mathbf{T_1}$), il n'y a plus pratiquement de substance A, comme si le père n'avait jamais existé; seul B avec une activité initiale **:**

$$A_2 \approx A_{20}\, e^{-\lambda_2 t} \qquad A_{20} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} A_{10}$$





Figures : Décroissance radioactive en

fonction du temps

→ Si $T_1 > T_2$ ($\lambda_1 < \lambda_2$) : Au bout d'un certain temps, le second terme de A_2 devient négligeable devant le premier et on aura :

$$A_2 \approx \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} A_0 \ e^{-\lambda\&t} \quad \Rightarrow \quad \frac{A_2}{A_1} \approx \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{T_1}{T_1 - T_2} \rangle 1$$

L'activité du fils reste en rapport constant avec celle du père : c'est l'équilibre **de régime** ou **transitoire**.

Si $T_1 >> T_2$, $\frac{A_2}{A_1} \approx 1$, l'activité du fils devient sensiblement égale à celle du père : c'est l'équilibre radioactif **séculaire**.

b) Cas général : filiation à n corps

L'activité N de la n^ième génération est donnée par la formule suivante (équations de Bateman) :

$$N = h_1 A_0 e^{-\lambda 1t} + h_2 A_0 e^{-\lambda 2t} + ... + h_m A_0 e^{-\lambda mt} + ... + h_n A_0 e^{-\lambda nt}$$

Avec les conditions initiales suivantes : pour $t = 0$, $A = A_0$ et $B = C = ... = N = 0$, les coefficients $h_1 \ldots h_n$ sont donnés par les formules :

$$h_1 = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \frac{\lambda_3}{\lambda_3 - \lambda_1} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_{n-1} - \lambda_1} \cdot \frac{\lambda_n}{\lambda_n - \lambda_1}$$

$$h_2 = \frac{\lambda_2}{\lambda_n - \lambda_2} \cdot \frac{\lambda_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \cdots\cdots \frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_{n-1} - \lambda_2} \cdot \frac{\lambda_n}{\lambda_1 - \lambda_2}$$

. . . .

$$h_m = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_m} \cdot \frac{\lambda_3}{\lambda_3 - \lambda_m} \cdots \frac{\lambda_{m-1}}{\lambda_{m-1} - \lambda_m} \cdot \frac{\lambda_m}{\lambda_n - \lambda_m} \cdot \frac{\lambda_{m+1}}{\lambda_{m+1} - \lambda_m} \cdots \frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_{n-1} - \lambda_m} \cdot \frac{\lambda_n}{\lambda_1 - \lambda_m}$$

$$h_m = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_{n-1}} \cdot \frac{\lambda_3}{\lambda_3 - \lambda_{n-1}} \cdots\cdots \frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_n - \lambda_{n-1}} \cdot \frac{\lambda_n}{\lambda_1 - \lambda_{n-1}}$$

$$h_n = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_n} \cdot \frac{\lambda_3}{\lambda_3 - \lambda_n} \cdots\cdots \frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_{n-1} - \lambda_n} \cdot \frac{\lambda_n}{\lambda_1 - \lambda_n}$$

Il est à noter que ces coefficients sont différents d'une génération à l'autre ($n^{ième}$ génération : n-1 facteurs).

Remarque : Le problème est simplifié en considérant des approximations. Il existe aussi des méthodes numériques pour résoudre le système d'équations différentielles telle que la méthode de Runge-Kutta.

III- La radioactivité naturelle

Elle provient des noyaux radioactifs qui existent dans la nature. On distingue essentiellement :

∗ **Famille radioactive** : le noyau précurseur est de très grand période, proche à l'âge de l'univers. Il qui se désintègre par une série de filiations radioactives donnant au bout de la chaîne un noyau stable. Il existe 4 familles radioactives qu'on peut classer selon leur nombre de masse *A* :

→ Famille de thorium pour laquelle $A = 4n$ (*n* entier) :

^{232}Th (T = 1.4 10^{10} ans) → ^{228}Ra → ^{228}Ac → … → ^{208}Pb (stable)

→ Famille de Neptunium ($A = 4n + 1$) :

^{237}Np (T = 2.14 10^{6} ans) → ^{233}Pa → ^{233}U (T = 1.6 10^{5} ans) → … → ^{209}Pb → ^{209}Bi (stable)

Vu la période du précurseur relativement courte, il a complètement disparu de la nature. Actuellement, il peut être produit dans les réacteurs nucléaires.

→ Famille de l'uranium-radium ($A = 4n +2$) :

^{238}U (T = 4.5 10^{9} ans) → ^{234}Th → ^{234}Pa → … → ^{226}Ra → … → ^{206}Pb (stable)

→ Famille de l'uranium-actinium ($A = 4n +3$) :

^{237}U (7 10^{8} ans) → ^{231}Th → ^{231}Pa → ^{227}Ac → … → ^{207}Pb (stable)

Les désintégrations se font par émission β^- ou α.

∗ Il existe d'autres noyaux plus légers de très grande période mais ne donnent pas de série radioactive :

rhénium 187R ; lutétium 176Lu ; rubidium 87Rb (T > 10^{10} ans) ; potassium ^{40}K (T = 1.3 10^{9} ans)

∗ Certains noyaux ont des périodes relativement courtes mais existent toujours dans la nature suite aux interactions des rayons cosmiques avec l'atmosphère. Citons par exemple :
^{14}C (T = 5730 ans) ; ^{3}H (T = 12.3 ans) ; ^{22}Na (T = 2.6 ans).

IV- la radioactivité artificielle

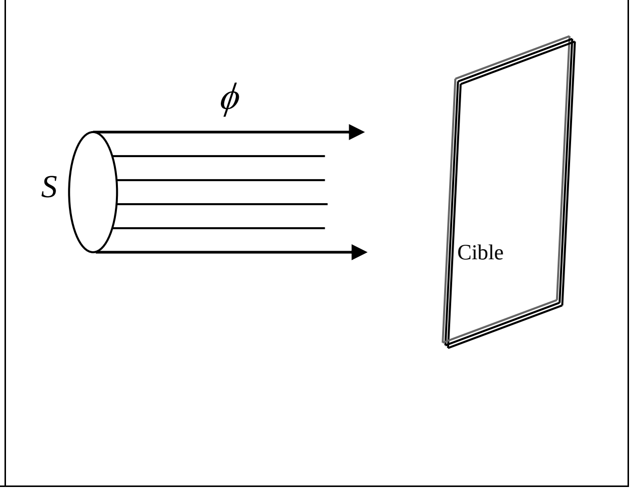
C'est la radioactivité provenant des éléments radioactifs fabriqués artificiellement par irradiation d'une cible par un faisceau de projectiles (n, p, α …).

Considérons un nombre N_1 d'atomes d'un isotope A, soumis à une irradiation par un faisceau de projectiles a provoquant des réactions nucléaires : A + a $\longrightarrow$ B $\xrightarrow{\lambda_2}$ C

Quelque soit la nature du radio-isotope produit, il faut connaître, en fonction du temps l'activité produite. Pour cela, considérons un faisceau de projectiles de flux ϕ tombant normalement sur une cible d'atomes A.

Soient :

Flux ϕ : nombre de particules incidentes par unité de temps et par unité de surface.
$\boldsymbol{N_1}$: nombre de noyaux cible qui sont à la portée du faisceau. Chaque projectile possède une probabilité d'interagir avec la cible. Pour cela, on associe à chaque cible une surface $\boldsymbol{\sigma}$ tel que si le projectile passe à travers cette surface il y aura interaction et s'il passe en dehors il n'y aura pas d'interaction.



N' : nombre d'interactions se produisant par unité de temps.
La probabilité pour qu'un projectile donne lieu à une interaction (réaction) :
P = surface utile / surface totale = $N_1\,\sigma / S$
= nombre d'interactions par unité de temps / nombre de particules incidentes par unité de temps = $N' / \phi S$
Donc le nombre d'interactions : $\boldsymbol{N' = N_1\,\sigma\,\phi}$

σ est une constante qui caractérise une réaction donnée. Elle dépend de la nature de la cible et de la nature et de l'énergie du projectile. L'unité de σ est le cm², l'unité usuelle est le barn : 1barn = 10^{-24} cm².

Le nombre de noyaux cible N_1 subit pendant l'intervalle de temps dt, une diminution dN_1 tel que : $dN_1/dt = -N_1\,\sigma\,\phi \quad \Rightarrow \quad N_1 = N_{10}\,e^{-\sigma\phi t} \cong N_{10}$,

Le nombre de noyaux cibles reste sensiblement constant durant toute l'irradiation, puisque $\sigma\phi$ est toujours extrêmement petite et le temps d'irradiations est plus ou moins court.
L'activité des noyaux B produits est donnée par : $dN_2/dt = N_1\ \sigma\phi - \lambda_2 N_2 = N_{10}\ \sigma\phi - \lambda_2 N_2$

d'où $N_2 = \frac{N_{10}\sigma\varphi}{\lambda_2}(1 - e^{-\lambda_2 t})$ et $A_2 = \lambda_2 N_2 = N_{10}\sigma\varphi(1 - e^{-\lambda_2 t})$

L'activité de B après l'arrêt d'irradiation :

$$A_2 = N_{10}\sigma\varphi(1 - e^{-\lambda_2 t_i})e^{-\lambda_2 t}$$

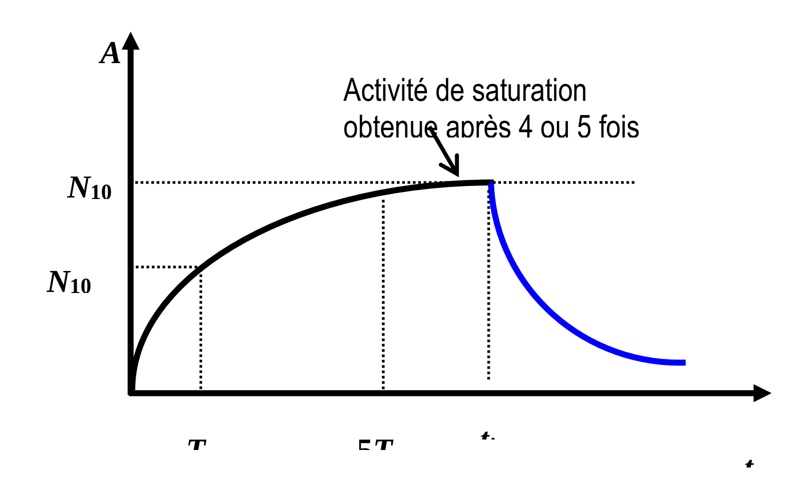


Figure : Activité de B pendant et après irradiation

deux cas à considérer :

- Si la durée d'irradiation est beaucoup plus longue que la période ($\lambda_2 t >> 1$), l'activité finale est égale aux taux de formation : $A_2 \cong N_{10}\ \sigma\phi$.
- Si la durée d'irradiation est beaucoup plus courte que la période ($\lambda_2 t << 1$), la décroissance pendant l'irradiation est négligeable : $A_2 \cong N_{10}\ \sigma\phi\lambda_2 t$, $(e^{-\lambda 2t} \sim 1 - \lambda_2 t)$

V- Datation radioactive

La datation au carbone ^{14}C est la méthode la plus connue pour dater les vestiges archéologiques et préhistoriques composés de matière organiques. La détermination de l'âge se fait en comparant la teneur en carbone ^{14}C d'un fossile et celle d'un échantillon actuel de même nature.

En effet, le carbone ^{14}C, de période 5568 ans, existe dans la nature suite à l'interaction des neutrons cosmiques sur l'azote de l'atmosphère :

$$\mathbf{{}^{14}_{7}N + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}H + {}^{14}_{7}C}$$

En supposant constante l'intensité du rayonnement cosmique, la proportion $^{14}C/^{12}C$ reste constante dans le gaz carbonique de l'air et égale à 1.2 10^{-12}. Elle sera aussi constante dans les substances organiques des êtres vivants qui assimilent le gaz carbonique. Cette assimilation cesse à la mort de l'organisme, le carbone ^{14}C qu'ils contiennent se désintègre sans être remplacé par assimilation ; la quantité de ^{14}C diminue donc selon une loi exponentielle de période T = 5568 ans.

L'archéologue date le fossile en comparant l'activité A de carbone ^{14}C subsistant à l'activité A_0 existant à l'instant initial. A_0 est mesurée à partir d'un échantillon actuel de même nature que le fossile. L'hypothèse la plus simple est que la teneur de ^{14}C dans le fossile à l'instant initial soit la même que celle mesurée sur l'échantillon actuel. La comparaison des activités en carbone ^{14}C du fossile et de l'échantillon actuel donne l'âge du fossile $t = \frac{T}{\ln 2} \ln\left(1 + \frac{A_0}{A}\right)$

Le calcul suppose que le taux de formation du ^{14}C atmosphérique n'a pas varié par rapport au moment où le fossile vivait. Ceci n'est pas tout à fait vrai, l'intensité du rayonnement cosmique dépend principalement de deux facteurs qui varient très lentement, l'activité solaire et le champ magnétique terrestre. Le champ magnétique terrestre sert de bouclier contre le rayonnement cosmique. Quand sa valeur diminue, le rayonnement cosmique augmente et avec lui la formation de carbone 14. Il est donc nécessaire d'effectuer des corrections.

La mesure de la teneur en ^{14}C requiert le prélèvement d'un échantillon suffisant du fossile. Elle est délicate. Il existe 10^{-12} fois moins d'atomes de ^{14}C radioactifs que de ^{12}C. La radioactivité d'un gramme de carbone frais se compte en coups par minute. Pour des échantillons anciens, elle devient très faible.

Depuis peu se sont développées des techniques très sensibles qui consistent à compter les atomes de carbone ^{14}C au lieu de compter leurs rares désintégrations. Grâce à un « spectrographe de masse » couplé à un accélérateur de particules, on arrive ainsi à mesurer des teneurs en carbone ^{14}C aussi minimes que 10^{-15} et remonter à 50000 ans. Un de ses avantages est de nécessiter de très petits échantillons : de l'ordre de quelques milligrammes.

Pour être précise, la méthode demande d'être soigneusement étalonnée avec des échantillons dont l'âge est bien connu.

La radioactivité est aussi utilisée pour dater l'âge de roches aussi anciennes que la terre, les coraux, les laves volcaniques, en mesurant le rapport $^{206}Pb/^{238}U$ pour les éléments qui contenant de l'uranium ou le rapport $^{40}Ar/^{40}K$ pour les éléments contenant du potassium. Les intervalles de temps à mesurer vont de la centaine d'années à quelques milliards d'années.

Chapitre 3 RÉACTIONS NUCLÉAIRES : Cas de la diffusion de Rutherford

II- Généralités

1- Définition

Une réaction nucléaire est le passage en temps court ($<10^{-3}$s) d'un certain système nucléaire d'une configuration à une autre. Au laboratoire, les réactions sont produites en utilisant des accélérateurs de particules.

La 1ère réaction nucléaire a été mise en évidence par Rhuterford (1919) : ${}^{4}_{2}\alpha + {}^{14}_{7}N \rightarrow {}^{17}_{8}O + {}^{1}_{1}H$

Notation : X + a → Y + b ou bien X(a, b)Y, X est la cible, au repos dans SL ; a est le projectile (nucléon, photon ou noyau léger) ; Y est le noyau résiduel ; b est la particule éjectée.

2- Différents types de réactions nucléaires

a) Diffusion élastique X(a, a)X.

b) Diffusion inélastique X(a, a) X^* = X(a, a, γ)X, le noyau résiduel est produit dans un état excité.

c) Réaction de transmutation X(a, b)Y, on distingue :

- Capture radiative X(a, γ)Y
- Réaction de fission : X +a → Y_1 + Y_2 +b +c+…, X est un noyau lourd (A > 220) ; Y_1 et Y_2 sont des noyaux plus légers et plus stables.
- Réaction de fusion : a et X sont deux noyaux légers (A<10) sui se fusionnent en donnant Y plus lourd et plus stable.
- Réaction de spallation : Si l'énergie de a est très grande, X peut se partager en un grand nombre de particules.

3- Grandeurs physiques conservées dans une réaction nucléaire :

a) Grandeurs classiques

- Conservation de la charge $\sum Z_i = \sum Z_f$.
- Conservation du nombre totale de nucléons $\sum A_i = \sum A_f$.
- Conservation de l'énergie totale, ni l'énergie cinétique, ni l'énergie de masses au repos ne sont conservées séparément.
- Conservation de la quantité de mouvement :

(SL) : $\vec{p}_a = \vec{p}_Y + \vec{p}_b$, la quantité de mouvement apportée par le projectile se répartira entre les produits de la réaction.

(SCM) : $\sum \vec{p}_i = \vec{0}$ avant et après la réaction.

b) Grandeurs quantiques

Citons en particulier :

- Conservation du moment cinétique : le moment cinétique totale est la somme vectorielle du moment intrinsèque (propres des particules) et du moment angulaire relatif.
- Conservation de la parité de la fonction d'onde qui décrit chaque membre de la réaction :

$$\Pi_a.\Pi_X(-1)^{I_{a,X}} = \Pi_b.\Pi_Y(-1)^{I_{b,Y}} \ ,$$

Avec $\Pi_X = +1$ si $\psi_X(-r) = \psi_X(r)$ et $\Pi_X = -1$ si $\psi_X(-r) = -\psi_X(r)$.

- Conservation des statistiques : La statistique du système reste continuellement la même. Statistique de Fermi si $\sum A$ est impair. Statistique de Bose si $\sum A$ est pair.

Remarque : Les grandeurs non conservées sont les moments magnétiques nucléaires et les moments électriques des noyaux réagissant.

III- Cinématique d'une réaction nucléaire

1- Bilan énergétique

Considérons la réaction suivante : X + a → Y + b

M_i étant la masse atomique de la particule, T_i son énergie cinétique.

Conservation de l'énergie : $M_x c^2 + T_x + M_a c^2 + T_a = M_Y c^2 + T_Y + M_b c^2 + T_b,$

Le bilan énergétique ou l'énergie de réaction est définie par :

$Q = (M_x c^2 + M_a c^2) - (M_Y c^2 + M_b c^2) = (T_Y + T_b) - (T_x + T_a)$, qui s'écrit dans la cas général :

$$= \left(\sum M_i c^2\right)_{\text{initial}} - \left(\sum M_i c^2\right)_{\text{final}} = \left(\sum T_i\right)_{\text{final}} - \left(\sum T_i\right)_{\text{initial}} .$$

Dans SL, la cible est au repos : $T_x = 0$ et $\left(\sum T_i\right)_{\text{initial}} = T_a$.

- $Q>0$ réaction exoénergétique, la réaction libère l'énergie Q sous forme d'énergie cinétique des particules produites Y et b. L'énergie T_a est très faible mais nécessaire pour induire la réaction. Comme par exemple le cas des réactions produites par des neutrons thermiques $T_a <$ eV.
- $Q<0$ réaction endoénergétique, la réaction n'a lieu que si le projectile possède une énergie cinétique suffisante.
- $Q = 0$ interaction élastique.

Q est déterminée à partir des masses, des excès de masses ou des énergies de liaison :

$Q = (M_x c^2 + M_a c^2) - (M_Y c^2 + M_b c^2) = (\delta_x c^2 + \delta_a c^2) - (\delta_Y c^2 + \delta_b c^2) =(B_Y c^2 + B_b c^2) - (B_x c^2 + B_a c^2)$.

2- Energie seuil d'une réaction endoenergétique

C'est l'énergie cinétique minimale du projectile pour produire la réaction nucléaire. On montre que :

$$T_{\text{a,seuil}} = \frac{M_x + M_a}{M_x} |Q|$$

Une fraction de l'énergie T_a est utilisée dans la translation du noyau composé (X+a). À cette énergie, les produits de la réaction ont des énergies cinétiques nulles dans SCM.

Exercice : Démontrer la relation ci-dessus.

III- Section efficace d'interaction

1- Définition

La section efficace est une définition nécessaire pour interpréter les résultats des expériences de diffusion. Elle est liée au fait que dans ce type d'expérience on ne peut pas envoyer une particule à la fois sur la cible. Les particules projectiles sont donc toujours en faisceau. De la même façon, la cible contient aussi de nombreuses

particules. On ne peut jamais savoir à quel moment quelle particule incidente interagit à quel endroit avec quelle particule cible. Par conséquent les résultats sont de natures statistiques influencées par les détails du faisceau (le flux) et de la cible (densité et épaisseur). La section efficace nous permet d'enlever ces effets géométriques et de mesurer la dynamique de l'interaction entre le projectile et la particule cible.

Considérons un faisceau de projectiles de flux ϕ tombant normalement sur une cible très mince dans laquelle l'atténuation du faisceau est négligeable. Soient N_c le nombre de centres cibles et N' le nombre d'interactions (d'événements) produites par unité de temps. La probabilité pour qu'un projectile donne lieu à une interaction (un événement) est :

$$P = \frac{\text{surface utile}}{\text{surface totale}} = \frac{N_c\sigma}{S} = \frac{\text{nombre d'interaction par unité de temps}}{\text{nombre de particule incidentes par unité de temps}} = \frac{N'}{\phi\, S}$$

D'où $\sigma = \dfrac{N'}{N_c\phi}$.

L'unité de σ est le cm², l'unité usuelle est le barn : 1barn = 10^{-24} cm².
La section efficace représente aussi le nombre d'interactions se produisant par noyau cible et par particule incidente. Elle contient la physique de l'interaction, et peut donc dépendre de l'énergie du faisceau, des types de particules incidentes et de cible, des spins, etc.

Remarque : La section efficace est différente de la section géométrique du noyau (πR^2!)

2- Section efficace partielle

La section efficace dépend de la nature du noyau cible, de la nature du projectile et de son énergie. Il peut y avoir plusieurs types d'interactions possibles d'un même projectile avec le même noyau. On définit alors pour chacun des types une section efficace partielle σ_i et une section efficace totale $\sigma_t = \sum\sigma_i$.

3- Section efficace différentielle

Considérons une grandeur u attachée à un des produits de l'interaction, par exemple l'énergie ou l'angle d'une particule émise. Soit dN' le nombre d'événements pour lesquels la grandeur u est comprise entre u et u+du. On a la relation de proportionnalité :

$$\mathrm{d}N' = N_c\phi\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}u}\mathrm{d}u$$

Le coefficient de proportionnalité $\dfrac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}u}$ est appelé section efficace différentielle en u. Ce coefficient dépend uniquement de l'action projectile sur la cible.

Le nombre total d'événements produit par le même type d'interaction est :

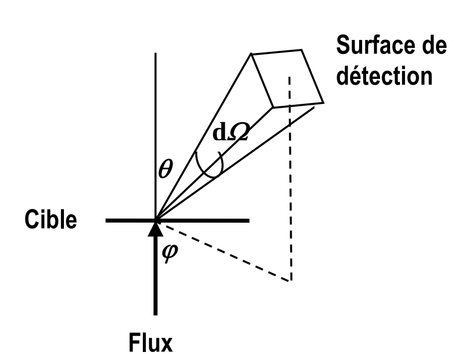
$N' = N_c\phi\sigma$ avec $\sigma = \int_u \left(\dfrac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}u}\right)\mathrm{d}u$ est la section efficace totale de l'interaction.

Citons en particulier la s. e. d. par unité d'angle solide $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et la s.e.d. par unité de transfert d'énergie $\frac{d\sigma}{dE}$.

4- Section efficace différentielle par unité d'angle solide

Si on s'intéresse à la distribution angulaire des particule diffusées dans l'espace on utilise la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(\theta,\varphi)$; $d\Omega$ est l'angle solide d'émission repéré par les angles θ et φ : $d\Omega = \sin\theta\, d\theta\, d\varphi$

En pratique, l'angle solide définit la surface du détecteur. Le nombre d'événements émis à travers cette surface est :



$$dN' = N_C \phi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right).d\Omega = N_C \phi\ f(\theta,\varphi).d\Omega$$

θ et φ sont définis par rapport à la direction du faisceau incident.

Connaissant $\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(\theta,\varphi)$ pour une émission anisotrope, on peut déterminer la section efficace totale :

$$\sigma = \int_{\text{espace}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} f(\theta,\varphi) \sin\theta d\theta\,,$$

qui correspond à l'émission des événements dans tout l'espace.

IV- Diffusion colombienne ou diffusion de Rutherford

Elle résulte de l'interaction entre deux particules électriquement chargées. L'étude de l'interaction coulombienne se fait généralement dans le système centre de masse car ce système transforme tout problème à deux corps (M_1 et M_2) en un problème à un corps de masse μ soumis à un potentiel colombien.

On peut montrer que dans SCM la trajectoire suivie par chacune des particules est une hyperbole dont l'un des foyers est le centre de gravité des deux particules. Dans SCM les deux particules se rapprochent l'une de l'autre jusqu'à une distance à partir de laquelle seront déviées de leur direction initiale.

1- Historique : La diffusion comme une sonde pour étudier la structure de la matière

Les expériences de diffusion ont joué un rôle fondamental dans la physique nucléaire, puisque les propriétés physiques et chimiques sont dominées par les électrons qui entourent le noyau. *Il faut donc utiliser les particules énergétiques pour pénétrer cet écran et sonder le noyau*. Ces expériences permettent à la fois d'étudier les détails des interactions entre les particules et la cible, et d'obtenir l'information sur la structure interne du noyau. Ce dernier point peut être facilement compris en analogie avec l'optique. Pour résoudre un objet de dimension R par diffraction, il faut que la longueur d'onde réduite $\lambda < R$. Or dans l'échelle quantique, comme c'est le cas avec les noyaux, les particules ont également un caractère ondulatoire. En effet la

relation de de Broglie $\lambda = h/mv$ indique que plus l'énergie d'une particule est élevée, plus sa longueur d'onde décroît. Ceci explique que pour sonder de plus en plus finement la structure de la matière on est amené à construire des accélérateurs de plus en plus puissants. Les particules α d'environ 5 MeV utilisées par Rutherford ont $\lambda \approx 1\text{fm} = 10^{-13}$ cm.

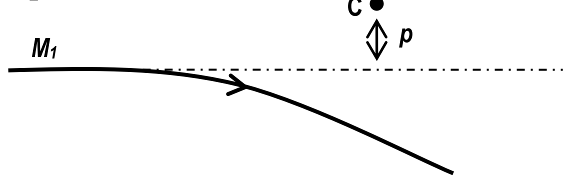
Sous la direction de Rutherford, Geiger et Marsden ont effectué l'expérience historique qui a démontré que les charges positives de l'atome se trouvent dans un noyau très petit par rapport à la dimension de l'atome. Il s'agit de l'étude de la diffusion de particules α monocinétiques, émises par une source radioactive de ^{210}Po, par des noyaux lourds de Au (Z=79). Ils ont observé des diffusions à grand angle, ce qui n'était pas en accord avec le modèle de distribution uniforme de charge de Thomson, qui ne permettait que des diffusions à petit angle. Les charges de l'atome devaient donc se concentrer dans un petit noyau au centre.

Le calcul de Rutherford est simple. Supposons qu'une particule de masse m, de charge Z_1 (positive) et de vitesse v se dirige directement vers le centre de l'atome. Elle doit s'arrêter à une distance a du centre, à cause de la répulsion Coulombienne, avant d'être éjectée d'où elle venait. Avec l'équation de conservation d'énergie: $\frac{1}{2} mv^2 = Z_1 Z_2 e^2/a$ Rutherford a estimé $a \approx 3.4\ 10^{-12}$ cm, de plusieurs ordres plus petit que la taille d'un atome ($\sim 10^{-8}$ cm).

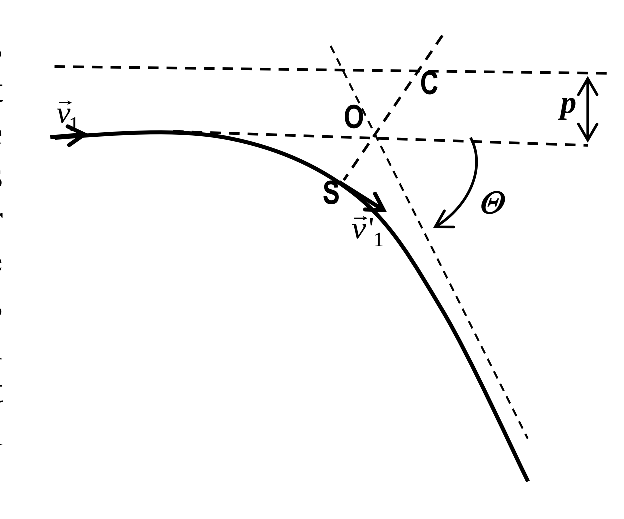
Rutherford a en plus calculé la probabilité de diffusion à un angle θ, selon son modèle d'atome avec un noyau, et a obtenu la dépendance très connue de $\sin^{-4}(\theta/2)$. Dans la théorie moderne de diffusion, on utilise plutôt la section efficace que la probabilité.

2- Paramètre d'impact et distance minimale d'approche

Le paramètre d'impact p est défini comme la distance entre la particule cible et la trajectoire initiale de la particule incidente.



Supposons le cas le plus courant, dans lequel la particule cible (M_2, Ze) est plus lourde que le projectile de charge (M_1, ze). Dans ces conditions ($M_2 >> M_1$) la cible peut rester immobile pendant l'interaction et le SCM coïncide avec le SL. Appliquons les lois de conservation avant et au moment de l'interaction (au point d'approche minimale) (figure en face):Conservation de l'énergie :



$\frac{1}{2}M_1v_1^2 = \frac{1}{2}M_1v'^2_1 + \frac{Zze^2}{d}$, ($\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} = 1$ dans CGS.

d est la distance minimale d'approche (d=SC).
Conservation du moment cinétique / C :

$$M_1v_1p = M_1v_1'd$$

En combinant les deux équations, on aura :

$$\left(\frac{p}{d}\right)^2 + \frac{2Zze^2}{M_1v_1^2 d} = 1$$

Si l'interaction est frontale : $p = 0 \Rightarrow d = \frac{2Zze^2}{M_1v_1^2} = b = ($

b est appelé diamètre de collision.

L'équation devient : $\left(\frac{p}{d}\right)^2 + \frac{b}{d} = 1 \Leftrightarrow d^2 - bd - p^2 = 0$ dont la solution peut s'écrire $d= f(b, p)$.

3- Relation entre le paramètre d'impact et l'angle de diffusion dans SCM

L'une des propriétés de l'hyperbole est son excentricité : $\varepsilon = \frac{1}{\cos\alpha} = \frac{OC}{OS}$,

A partir de la figure on peut déduire $d = p\frac{(1+\cos\alpha)}{\sin\alpha}$

Sachant : $d^2 - bd - p^2 = 0$, on déduit : $\boldsymbol{p = \frac{b}{2}\mathrm{cotg}\frac{\Theta}{2}}$ avec $b = \frac{zZe^2}{\mu v^2}$ en général.

Pour $p = 0 \Rightarrow \Theta = \pi$. Donc tout projectile ayant un paramètre d'impact compris entre 0 et p sera diffusé avec un angle compris entre π et Θ.

4- Section efficace différentielle dans SCM

Les particules incidentes avec un paramètre impact compris entre p et p+dp seront diffusées dans angle solide dΩ qui couvre entre Θ et Θ+dΘ. Le taux de diffusion dans dΩ est alors :

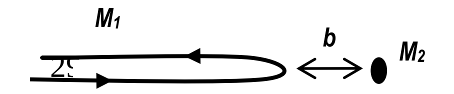
$$\mathrm{d}N' = 2\pi\, p\,\mathrm{d}p\phi, \quad \text{donc} \quad \frac{\mathrm{d}N'}{\mathrm{d}\Omega} = 2\pi\, p\phi\left|\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\Omega}\right|.$$

En comparant avec la définition de la section efficace différentielle (§IV.3), avec N_c =1, on a :

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{dN'}{d\Omega}\frac{1}{\phi} = 2\pi p\frac{dp}{d\Omega} = 2\pi p\frac{\mathrm{d}p}{2\pi\sin\Theta\mathrm{d}\Theta}$$

En utilisant la relation, on obtient :

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}(\Theta) = -\frac{b}{\sin\Theta}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\Theta} = \left(\frac{Z_1Z_2e^2}{2M_1v^2}\right)^2\frac{1}{\sin^4(\Theta/2)}$$



C’est la formule de section efficace de Rutherford, obtenue ici de la façon classique. Si la cible n’est pas fixe, puisque la force est centrale, on peut décomposer le problème en le mouvement de centre de masse et le mouvement relatif. D’autre part, En mécanique quantique non-relativiste, le calcul est fait avec la théorie de perturbation, notamment la règle d’or de Fermi. Mais le résultat final reste la même. En revanche, si les effets relativistes et de spin sont pris en compte, la formule est modifiée. Par exemple pour la diffusion Coulomb d’électron, la section efficace est donnée par la formule de Mott.



Chapitre 4 : INTERACTION DU RAYONNEMENT NUCLÉAIRE AVEC LA MATIÈRE

I- INTRODUCTION

Lorsqu'un rayonnement (particule en mouvement ou rayonnement électromagnétique) pénètre dans un milieu matériel, il a une certaine probabilité d'interagir avec les atomes du milieu et de leur transférer de l'énergie.

Ce chapitre passe en revue les diverses façons dont s'effectuent ces transferts d'énergie.

Dans cet exposé, nous nous intéresserons aux rayonnements dont il a été question dans l'exposé de physique nucléaire. Leur énergie se situe, pour l'essentiel, dans une gamme allant jusqu'à 10 MeV.

Ce sont des rayonnements ionisants que l'on classe habituellement en deux catégories.

1- Les rayonnements directement ionisants

Ils sont constitués de particules chargées qui délivrent directement à la matière leur énergie, par le jeu des forces coulombiennes s'exerçant entre elles et les atomes du milieu. Les transferts d'énergie dépendent des masses des particules en mouvement et il y a lieu de distinguer entre particules chargées lourdes (protons, deutérons, alphas, ions lourds) et électrons (électrons, positons).

2- Les rayonnements indirectement ionisants

Ils sont électriquement neutres et sont susceptibles de transférer une importante fraction ou la totalité de leur énergie en une seule interaction à des particules chargées. Ce sont ces particules secondaires qui ionisent le milieu.

Les rayonnements électromagnétiques (X et γ) et les neutrons entrent dans cette catégorie, mais leurs modes d'interaction sont différents.

II- INTERACTION DES PARTICULES CHARGEES AVEC LA MATIERE

1- Interaction des particules chargées lourdes (proton, deutéron, alpha, ions lourds)

Ces particules ont différentes origines : en radioactivité, ce sont les particules α émises par des noyaux lourds dans la gamme d'énergie 4-9 MeV. Auprès des accélérateurs de particules, ce sont, soit des ions accélérés (α, p, d, ions lourds), soit des particules chargées produites par réactions nucléaires. L'énergie de ces particules ne dépassant pas quelques MeV/nucléon, on peut les considérer comme non relativistes.

a) Nature de l'interaction

Une particule chargée, par exemple une particule α d'énergie E_α, pénétrant dans un milieu, interagit avec les atomes du milieu et se ralentit.

La force d'interaction dominante est la force coulombienne entre la particule incidente, chargée positivement, et les électrons atomiques, chargés négativement.

Les interactions avec les noyaux, que ce soit par l'intermédiaire des forces coulombiennes ou des forces nucléaires, sont exceptionnelles (environ 10^8 fois moins fréquentes qu'avec les électrons) et peuvent être négligées dans le processus de ralentissement.

A une particule chargée en mouvement est associé un champ électrique. Ce champ agit sur les électrons atomiques qui se trouvent au voisinage de sa trajectoire.

- Si l'interaction est assez intense, le transfert d'énergie peut être suffisant (~10 eV) pour arracher l'électron de l'atome auquel il était lié : c'est le phénomène d'ionisation. Il y a création d'une paire d'ions : ion positif et électron dans le milieu.
- Si l'interaction est insuffisante pour créer une ionisation, il y a seulement excitation : l'électron change d'état quantique. L'excitation le fait passer d'un état initial, d'énergie de liaison E_0, à un état final moins lié, d'énergie E_1. La particule cède une énergie $\Delta E = E_0 - E_1$.

Dans le cas où l'énergie transférée est notablement supérieure à l'énergie de liaison de l'électron, celui-ci peut être à son tour responsable d'autres excitations ou ionisations. Ces électrons secondaires énergétiques sont appelés rayons delta. Ils représentent une façon indirecte pour la particule chargée de transférer son énergie au milieu.

Pour les particules chargées lourdes, l'ionisation et l'excitation des atomes ou des molécules sont pratiquement les seules causes du ralentissement. Elles s'accompagnent d'un changement d'état des atomes concernés : ce sont des collisions inélastiques.

L'énergie ΔE transférée à l'électron lors d'une collision peut être comprise entre zéro et une valeur ΔE_{ma}. Par application des principes de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, dans le cadre de l'approximation d'un électron au repos, on obtient l'expression suivante :

$$\Delta E_{\max} = \frac{4 m_0 M_1}{(m_0 + M_1)^2} E_1$$

où m_0 est la masse au repos de l'électron, E_1 l'énergie cinétique et M_1 la masse au repos de la particule incidente.

La masse de la particule lourde étant très supérieure à celle de l'électron (> 10^3), on peut écrire :

$$\Delta E_{\max} = \frac{4 m_0}{M_1} E_1$$

Pour une particule α d'énergie E_α = 5 MeV, ΔE_α = 2.7 keV, ce qui est environ

2000 fois inférieur.

En fait, les très faibles transferts d'énergie sont beaucoup plus probables que les transferts d'énergie voisins de ΔE_α, parce que la probabilité de transfert varie comme l'inverse de $(\Delta E)^2$.

On peut en conclure que le ralentissement des particules chargées lourdes s'effectue au cours d'un très grand nombre d'interactions à faible transfert d'énergie et que leurs trajectoires peuvent être considérées comme rectilignes. Le ralentissement est un phénomène de nature statistique.

La force coulombienne, dépendant de l'inverse du carré de la distance, a une portée infinie : il en résulte que la particule interagit simultanément avec un grand nombre d'électrons et perd ainsi graduellement et continûment de l'énergie le long de sa trajectoire. Cette propriété permet de traiter le ralentissement des particules chargées comme un phénomène continu.

Illustrons le mécanisme de transfert d'énergie par ionisation ou excitation. Pour cela, considérons une particule lourde en mouvement de charge ze, de masse M_0, de vitesse v entrant en collision avec un électron libre (figure 1).

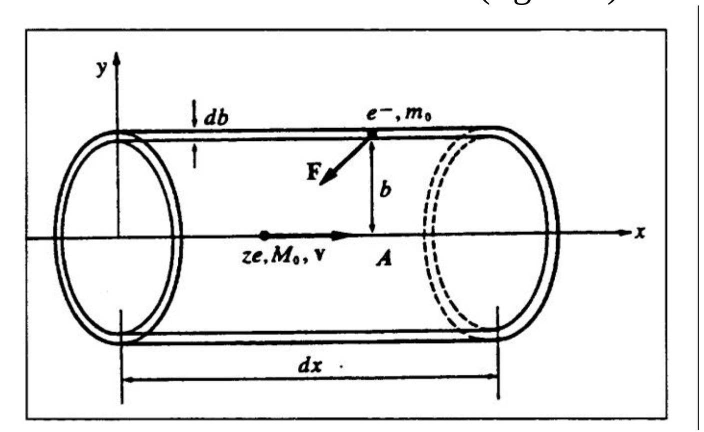


Figure 1 : Transfert d'énergie d'une particule chargée à un électron. b est le paramètre d'impact

La perte d'énergie de la particule lourde pendant l'interaction doit être égale au

gain d'énergie cinétique de l'électron.

Choisissons un système de coordonnées (x, y) où l'axe des x est confondu avec la trajectoire de la particule. La distance de plus courte approche, b, entre la particule et l'électron est appelée paramètre d'impact de la collision.

On peut considérer que, lors de l'interaction, la vitesse de la particule n'est pratiquement pas modifiée et les équations relatives au transfert d'impulsion à l'électron s'écrivent :

$$\int F_x \; dt = 0 \qquad \text{et} \qquad \int F_y \; dt = p_e$$

où $(F_x + F_y) = F$ est la force de Coulomb exercée sur l'électron, t est le temps, p_e est l'impulsion communiquée à l'électron.

La composante du moment sur l'axe des x s'annule parce que F_x change de signe selon que la particule est à gauche ou à droite du point A. Seule, la composante y du moment est non nulle.

La force coulombienne dépendant de l'inverse du carré de la distance, l'intégrale (2.4) peut être estimée à partir de la durée de l'impact :

$$\Delta t = \frac{b}{v}$$

La valeur moyenne de F_y pendant cet intervalle de temps est :

$$\overline{F}_y \approx \frac{ze^2}{b^2}$$

Et le moment transféré s'écrit :

$$p_e \approx \frac{ze^2}{bv}$$

L'énergie cinétique communiquée à l'électron :

$$E_{cin} \approx \frac{(p_e)^2}{2m_0} \approx \frac{z^2e^4}{2m_0 b^2 v}$$

Ce résultat est tout à fait qualitatif. Cependant, il a l'intérêt de mettre en évidence la dépendance en z^2/v^2 du transfert d'énergie de la particule à l'électron, dépendance que l'on retrouvera dans la formule théorique de Bethe du pouvoir de ralentissement.

b) Pouvoir d'arrêt

Considérons une particule d'énergie cinétique E, tombant normalement sur une feuille mince d'épaisseur Δx, contenant n atomes par cm^3. On suppose que la feuille est constituée d'atomes identiques.

En parcourant la distance Δx, la particule subit un certain nombre d'interactions correspondant chacune à une perte d'énergie très petite par rapport à E. Δx est assez grand pour que le nombre d'interactions soit grand par rapport à l'unité et cependant, suffisamment petit pour que l'énergie totale perdue ΔE soit faible devant E.

La même expérience refaite avec un grand nombre de particules identiques permettrait de constater que la perte d'énergie subie par les particules est en moyenne la même. On appelle pouvoir de ralentissement (ou d'arrêt) du milieu traversé, pour les particules et l'énergie considérée, la valeur de la perte d'énergie subie par ces particules dans ce milieu par unité de longueur de trajectoire.

Ce pouvoir d'arrêt linéique $\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)$ s'exprime en $MeV.cm^{-1}$ ou en $keV.\mu m^{-1}$.

On définit aussi le pouvoir d'arrêt atomique : $S = -\frac{1}{N}\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)$

Où N est le nombre d'atomes par unité de volume du matériau.

S s'exprime en eV.atome^{-1}.cm^2, en abrégé eV.cm^2. L'intérêt de S est qu'il ne dépend pas non plus de l'état physique du milieu, mais seulement de sa nature. C'est une grandeur caractéristique de l'espèce atomique constituant le milieu.

c) Expression théorique

Elle repose sur l'étude de l'interaction coulombienne entre la particule incidente et les électrons du milieu ralentisseur. Elle est connue sous le nom de formule de Bethe et s'écrit :

$$\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)=\frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} N Z\left[\ln\left(\frac{2m_0 v^2}{I}\right)-\ln\left(1-\beta^2\right)-\beta^2\right]$$

- m_0 , e : masse au repos et charge de l'électron,
- v, z : vitesse et charge de la particule,
- $\beta = v/c$, où c est la vitesse de la lumière,
- N, Z : densité et numéro atomique des atomes du milieu,
- I :constante caractéristique de l'espèce atomique considérée, définie comme une énergie moyenne d'excitation et d'ionisation des atomes du milieu ($I \approx 10$ Z).

Pour des particules chargées non relativistes ($v \ll c$), seul le premier terme de B est important. Il varie lentement avec l'énergie de la particule.

La figure 2 représente l'allure de la variation du pouvoir de ralentissement atomique en fonction de l'énergie, pour des protons dans un matériau quelconque.

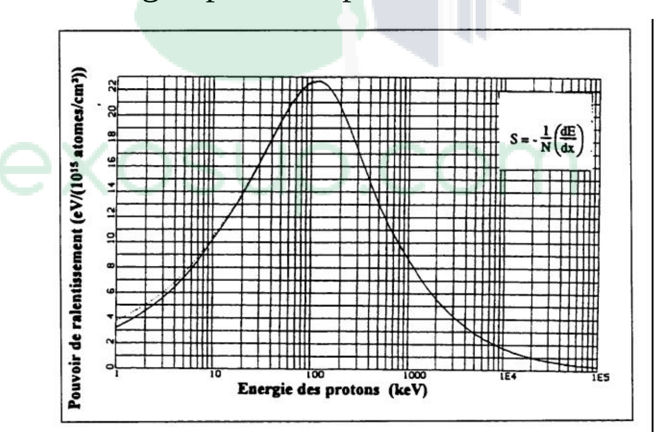


Figure 2 : Pouvoir de ralentissement atomique en fonction de l'énergie des protons

Dans le domaine d'énergie s'étendant au delà de ~ 200 keV, $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}$ varie à peu près comme $\frac{1}{v^2}$, c'est à dire comme l'inverse de l'énergie de la particule : lorsque la vitesse de la particule diminue, celle-ci passe davantage de temps au voisinage de l'électron et l'énergie transférée augmente.

Pour des particules chargées de même vitesse, le pouvoir de ralentissement varie comme z² : par exemple, pour des particules α (Z = 2), il est quatre fois supérieur à celui des protons (Z = 1) mais , compte tenu de leur masse, les α ont alors une

énergie cinétique $E_\alpha = 4\ E_p$. L'équation $\Delta E_{max} = \frac{4m_0}{M_1} E_1$ est applicable tant que la vitesse des particules chargées est grande comparée à la vitesse.

À basse énergie ($E_p \leq 200$ keV ; $E_\alpha \leq 1$ MeV), la formule de Bethe cesse d'être directement applicable parce que le phénomène d'échange de charge devient important. La particule se comporte alors dans le milieu, non plus avec sa charge nominale ze, mais avec une charge $z_{eff}\, e < ze$ qui décroît continûment quand la vitesse diminue. Il se produit en effet une succession de captures et pertes d'électrons du milieu par la particule. En fin de ralentissement, lorsque la vitesse tend vers zéro, la particule n'étant plus ionisante, achève de perdre son énergie par interactions élastiques avec les atomes du milieu.

Pour appliquer la formule de Bethe, il faut remplacer ze par $z_{eff}e$. Dans cette formule, le produit NZ caractérise le milieu. Si l'on veut comparer le pouvoir de ralentissement de deux éléments de Z voisins, il est préférable de s'affranchir de la densité atomique N (nombre d'atomes par cm^3). Dans les solides, les densités varient d'un élément à l'autre d'un facteur qui peut être important (presque un ordre de grandeur).

d) Notion de parcours

Les particules chargées lourdes ont, dans la matière, une trajectoire pratiquement

rectiligne. On appelle parcours moyen la longueur de cette trajectoire. La relation

entre le parcours et le pouvoir d'arrêt est donnée par : $\overline{R} = \int_0^{\overline{R}} dx = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)}$

Expérimentalement (figure 3), on trace la courbe de transmission d'un faisceau parallèle de particules monoénergétiques (p, d, t, α) en fonction de l'épaisseur x de l'écran absorbeur. On détecte un nombre de particules pratiquement constant jusqu'à ce que l'épaisseur de l'écran atteigne une valeur suffisante pour les arrêter complètement. Cependant, on remarque que les particules ne sont pas toutes arrêtées par une même épaisseur d'écran : il y a une certaine dispersion des parcours, due au processus aléatoire du ralentissement. Cette fluctuation est couramment appelée straggling.

Le parcours moyen est défini comme étant l'épaisseur de l'absorbeur qui diminue de moitié le nombre de particules incidentes.

On définit aussi le parcours extrapolé R_e, obtenu en extrapolant la partie linéaire de l'extrémité de la courbe de transmission.

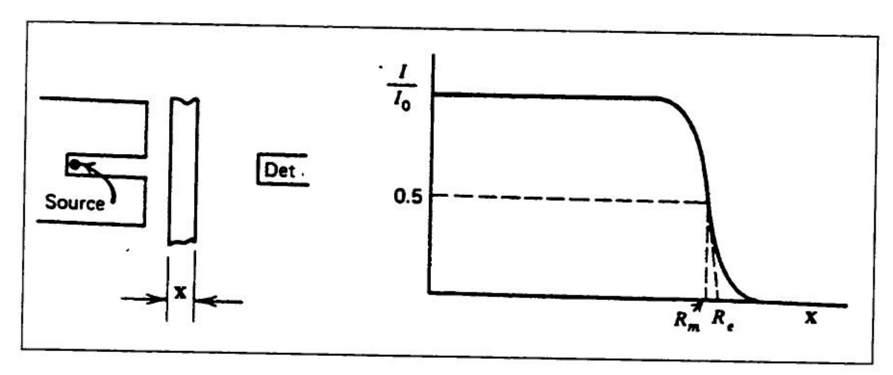


Figure 3 : Courbe de transmission des particules chargées en fonction de l'épaisseur de l'absorbeur

e) Ionisation spécifique - courbe de Bragg

Au cours de son ralentissement, une particule chargée perd de l'énergie en ionisant le milieu traversé. L'ionisation produite dans un intervalle d'épaisseur dx est directement proportionnelle au dépôt d'énergie dans dx.

Soit ΔI le nombre de paires d'ions créées le long d'un élément Δx de la trajectoire. On appelle ionisation spécifique le rapport :

$$J = \mathrm{d}I / \mathrm{d}x$$

J est une fonction de l'énergie de la particule ionisante. L'ionisation totale Jt est :

$$j_t = \int_0^R \left(\frac{\Delta I}{\Delta x}\right) \mathrm{d}x$$

J_t est le nombre total de paires d'ions créées par une particule d'énergie initiale E_0 jusqu'à son ralentissement complet, c'est à dire tout le long de son parcours R.

- *Courbe de Bragg*

Considérons un faisceau focalisé de particules d'énergie E_0 émises par une source placée dans l'air. On trace la variation de l'ionisation spécifique moyenne, due à l'ensemble des particules, en fonction de la distance à la source. Cette courbe est appelée courbe de Bragg (figure 4).

Elle est caractérisée par l'existence d'un maximum très accentué précédant une chute brutale, montrant ainsi que le dépôt d'énergie est très localisé : dans le cas des particules alpha, le maximum de l'ionisation spécifique dans l'air correspond à environ 6500 paires d'ions par millimètre.

- *Energie moyenne perdue par paire d'ions créée*

Des valeurs de dE/dx et dI/dx , on tire immédiatement celle de $W = \mathrm{d}E/\mathrm{d}I$, c'est à dire celle de l'énergie nécessaire pour former une paire d'ions. En principe W, qui est le quotient de deux quantités dépendant de l'énergie, pourrait en dépendre aussi. Cependant, l'expérience montre que W est quasi-indépendant de l'énergie de la particule et même de sa nature ; c'est une caractéristique du milieu.

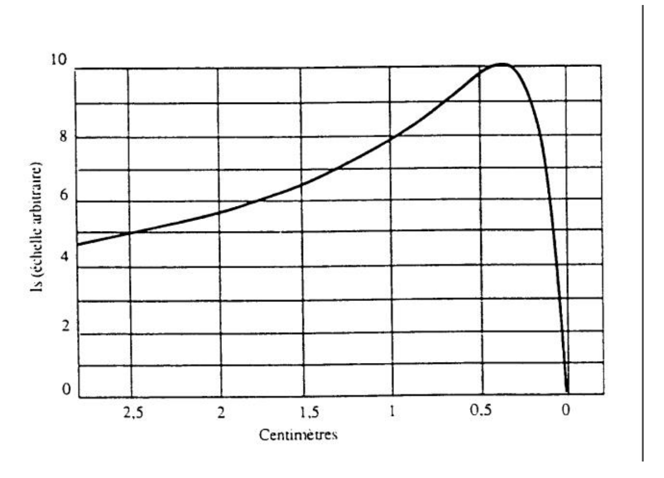


Figure 4 : Courbe de Bragg

2- Interaction des électrons

Rappelons que la masse de l'électron est 1836 fois inférieure à celle du proton. Cette caractéristique empêche de transposer immédiatement les résultats obtenus avec les particules chargées lourdes aux électrons. Il en résulte que les formules de la mécanique classique ne sont applicables que dans le cas d'électrons de basse énergie (≤ 30 keV). Au delà, aux énergies usuelles qui s'expriment en MeV, on doit tenir compte de corrections relativistes.

De plus, lors de leur interaction avec les électrons ou les noyaux du milieu traversé, les phénomènes de diffusion sont importants et, de ce fait, la notion de parcours devient floue.

Les électrons perdent une partie de leur énergie par rayonnement.

a) Rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)

Un électron se déplaçant au voisinage d'un noyau est soumis à de fortes accélérations. En mécanique classique, quand une particule de charge électrique Ze subit une accélération, elle rayonne de l'énergie sous forme d'une onde électromagnétique et se ralentit. La mécanique quantique lui fait correspondre l'émission de photons.

L'accélération de la particule est :

$$\gamma = \frac{zZ\,e^2}{M\,r^2}$$

où M est la masse de la particule.

On montre que l'énergie rayonnée est proportionnelle à γ^2, c'est à dire inversement proportionnelle au carré de la masse. Le phénomène, négligeable pour les particules lourdes, ne l'est pas pour les électrons, compte tenu de leur faible masse.

La fraction de l'énergie de l'électron émise sous forme de rayonnement de freinage (bremsstrahlung) augmente avec l'énergie de l'électron et est favorisée dans les milieux absorbeurs de numéro atomique élevé (dépendance en Z^2).

Le spectre de photons émis est un spectre continu, dont l'énergie maximale est

égale à l'énergie cinétique des électrons. Cependant, l'énergie rayonnée par

l'électron est surtout rayonnée en photons de faible énergie.

b) Rayonnement Cerenkov

L'effet Cerenkov (figure 5) est une émission de rayonnements électromagnétiques, dans la bande des longueurs d'onde visibles, par toute particule chargée traversant un diélectrique transparent d'indice de réfraction n avec une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière c/n dans ce milieu.

La particule rapide agit sur le milieu traversé en créant, au voisinage de la

trajectoire, une polarisation électrique du milieu sous l'action du champ électrique

qui se déplace avec la particule. C'est un effet local et temporaire lié au passage de

la particule. Quand celle-ci s'éloigne, les atomes se dépolarisent en libérant

l'énergie qui leur avait été fournie pour les polariser.

Chaque point de la trajectoire émet un rayonnement électromagnétique de dépolarisation. Si la vitesse de la particule est supérieure à c/n , l'ensemble des émissions va se trouver en phase pour donner une onde résultante conique dont la particule est le sommet. Pour une vitesse v, la lumière est émise dans un cône d'angle θ donné par :

$$\cos \theta = c / nv$$

L'énergie cinétique seuil E_s de l'effet Cerenkov est :

$$E_s = m_0 c^2 \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{1}{n^2 - 1}} \right)$$

où m_0c^2 est l'énergie de masse au repos de la particule.

On voit donc que, dans la gamme des énergies de l'ordre du MeV, seuls les

électrons peuvent donner lieu à l'effet Cerenkov.

Exemple : Dans un milieu d'indice $n = 3/2$, $E_s = 0.175$ MeV pour les électrons et 1600 MeV pour les particules α.

II- INTERACTION DES RAYONNEMENTS ÉLECTROMAGNÉTIQUES AVEC LA MATIÈRE

Notons que les rayonnements électromagnétiques auxquels nous nous

intéressons ici peuvent être classés, suivant leur origine, en quatre catégories :

- rayonnements X caractéristiques émis lors de la désexcitation de l'atome;
- rayonnements γ qui accompagnent la désexcitation du noyau;
- photons d'annihilation qui résultent de l'annihilation d'un positon avec un électron;
- photons de freinage émis lors du ralentissement des électrons dans la matière.

Le comportement des rayonnements électromagnétiques dans la matière est fondamentalement différent de celui des particules chargées. En une seule interaction, le photon peut être complètement absorbé et disparaître. Mais, à l'inverse, il est susceptible de traverser des quantités importantes de matière, par exemple un centimètre d'épaisseur de plomb, sans interagir du tout, ce qui est exclu pour les particules chargées qui, en pénétrant dans un milieu, cèdent immédiatement de l'énergie à un grand nombre d'électrons du milieu.

Parmi les différents processus possibles d'interaction des photons avec les électrons atomiques ou avec les noyaux, nous en étudierons trois qui, dans la gamme d'énergie envisagée ici, jouent un rôle majeur. Ce sont :

- l'effet photoélectrique;
- l'effet de production de paire;
- l'effet Compton

Il résulte de ces trois effets la mise en mouvement d'électrons (e^-, e^+), particules secondaires qui vont dissiper l'énergie qui leur a été transférée par le photon en ionisant et excitant la matière.

À énergie égale, et compte tenu des valeurs des sections efficaces des processus élémentaires mis en jeu, les photons ont dans la matière un pouvoir de pénétration bien supérieur à celui des particules chargées.

1- Effet photoélectrique

C'est l'interaction d'un photon d'énergie $E = h\nu$ avec un atome.

Le photon est absorbé et son énergie est cédée à un électron lié de l'atome, appelé photoélectron, qui est éjecté avec une énergie cinétique :

$$E_{cin} = h\nu - E_l$$

où E_l est l'énergie de liaison de l'électron.

En toute rigueur, l'énergie $h\nu$ se partage entre l’électron et l'atome ionisé suivant le rapport inverse des masses. Cependant, l'atome étant beaucoup plus lourd que l'électron, son énergie peut être négligée.

L'effet photoélectrique ne peut pas se produire avec un électron libre car, dans ce cas, le principe de conservation de l'impulsion ne serait pas satisfait.

Pour des rayonnements gamma, de quelques centaines de keV ou plus, le photoélectron emporte sous forme cinétique la plus grande partie de l'énergie du photon incident.

A la suite de l'effet photoélectrique, il se produit quasi instantanément un réarrangement du cortège électronique de l'atome, avec émission de X caractéristiques ou d'électrons Auger qui emportent l'énergie d'excitation.

L'effet photoélectrique concerne en priorité les électrons les plus liés, mais il ne peut se produire avec les électrons d'une couche i que si :

$$h\nu > E_{l,i}$$

où $E_{l,i}$ est l'énergie de liaison de l'électron sur la couche i.

La section efficace photoélectrique par atome, σ_{ph}, dépend fortement de l'énergie du photon et du numéro atomique Z du milieu absorbeur. La dépendance est approximativement $\sigma_{ph} \sim Z^5/(h\nu)^{7/2}$, l'effet photoélectrique est très favorisé dans les milieux de numéro atomique élevé et décroît très vite quand l'énergie augmente (figure 6).

L'effet photoélectrique est le mode d'interaction prédominant des rayonnements γ ou X de faible énergie ($\leq$ 100 keV).

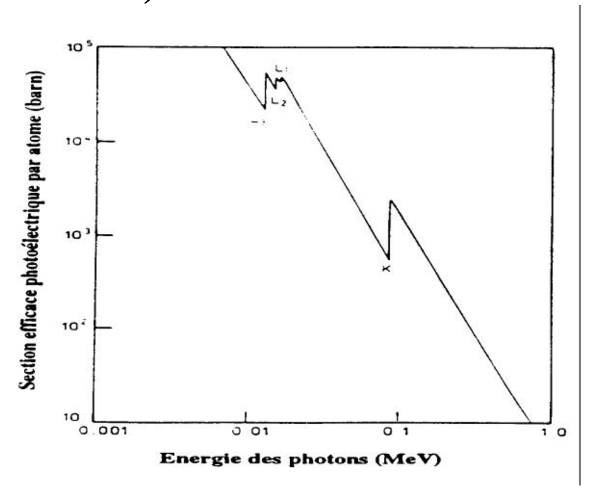


Figure 6 : Section efficace photoélectrique par atome pour le plomb

2- Effet de création de paire

L'effet de production de paire ou matérialisation consiste en la création d'une paire électron-positon lorsqu'un photon pénètre dans le champ coulombien d'un noyau. Le photon disparaît et son énergie est utilisée pour créer la paire et communiquer de l'énergie cinétique à l'électron et au positon.

Soit $h\nu$ l'énergie du photon. La conservation de l'énergie s'écrit :

$$h\nu = 2\, m_0\, c^2 + Ee^- + Ee^+$$

où m_0c^2 = 511 keV, équivalent énergétique de la masse de l'électron et du positon

Ee : énergie cinétique de l'électron ; Ee^+ : énergie cinétique du positon

L'équation précédente montre que la création de paire n'est possible que si l'énergie du photon est au moins égale à une énergie seuil, qui est l'énergie nécessaire pour créer la paire. Soit :

$$2\, m_0\, c^2 = 2 \text{ x } 0.511 \text{ keV} = 1.022 \text{ MeV}$$

La matérialisation ne peut se produire dans le vide parce que les principes de conservation de l'énergie et de l'impulsion ne seraient pas alors simultanément satisfaits. Elle devient possible au voisinage d'un noyau qui, lors du processus, récupère de l'impulsion et, en quantité complètement négligeable, de l'énergie.

L'effet de production de paire donne lieu à l'émission de rayonnements secondaires. En effet, en fin de ralentissement, le positon s'annihile avec un électron au repos du milieu, avec émission de deux photons d'annihilation d'énergie 511 keV. La section efficace pour la création de paire est rigoureusement nulle, $\sigma_p = 0$, si $h\nu < 2m_0.c^2$. Au delà de cette énergie seuil, elle augmente avec l'énergie comme ln $h\nu$ et croît avec le numéro atomique du milieu comme $\sigma_p \sim Z^2 \ln h\nu$.

3- Effet Compton

C'est l'interaction d'un photon avec un électron peu lié du milieu absorbeur. Le photon est diffusé (figure 7) dans une direction θ par rapport à la direction incidente et perd une fraction de son énergie. Cette énergie est cédée à l'électron (électron Compton), qui recule dans une direction ϕ par rapport à la direction incidente.

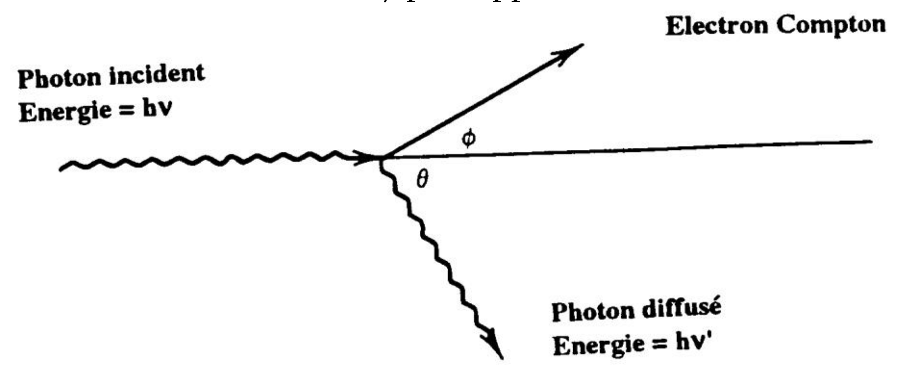


Figure 7: Effet Compton

Pour déterminer l'énergie du photon diffusé et de l'électron Compton, on considère que l'interaction s'effectue avec un électron initialement au repos. C'est une bonne approximation puisque l'énergie du photon est généralement grande par rapport à l'énergie de liaison des électrons orbitaux, faiblement liés.

Les trajectoires du photon incident et du photon diffusé définissent le plan de diffusion; la trajectoire de l'électron Compton doit se situer dans ce plan pour satisfaire au principe de la conservation de l'impulsion dans la collision.
La conservation de l'énergie s'écrit :

$$h\nu = h\nu' + m_0 c^2 (\gamma - 1)$$

$h\nu$: énergie du photon incident,

$h\nu'$: énergie du photon diffusé,

$m_0 c^2 (\gamma - 1)$: énergie cinétique de l'électron Compton,

$m_0 c^2$: énergie de masse au repos de l'électron,

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ et $\beta = v / c$ v : vitesse de l'électron, c : vitesse de la lumière.

La conservation de l'impulsion projetée sur la direction incidente et la direction perpendiculaire donne :

$$h\nu = h\nu' \cos\theta + m_0 c^2 \sqrt{\gamma^2 - 1} \cos\phi$$

$$h\nu = h\nu' \sin\theta + m_0 c^2 \sqrt{\gamma^2 - 1} \sin\phi$$

En éliminant l'angle ϕ de ce système d'équations, l'énergie du photon diffusé est :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2}(1 - \cos\theta)}$$

En détection X ou γ, si, à la suite d'un effet Compton le photon diffusé s'échappe du détecteur, l'énergie cédée à l'électron lors de l'interaction est de première importance puisque c'est elle qui est à l'origine du signal délivré par le détecteur.

L'énergie de l'électron Compton T_e qui est égale à la différence d'énergie du photon incident et du photon diffusé s'écrit :

$$T_e = \frac{h\nu \, 2\gamma \cos^2\phi}{(1+\gamma)^2 - \gamma^2 \cos\phi} \qquad \text{avec } \gamma = \frac{h\nu}{m_0 c^2}$$

La figure 8 représente l'allure de la distribution en énergie des électrons Compton pour différentes énergies du photon incident; l'énergie de l'électron T_e varie de façon continue de $T_e \approx 0$ pour $\theta \approx 0$ à une valeur maximale pour $\theta = 180°$: $T_{e\max} = \frac{h\nu \, 2\gamma}{1 + 2\gamma}$.

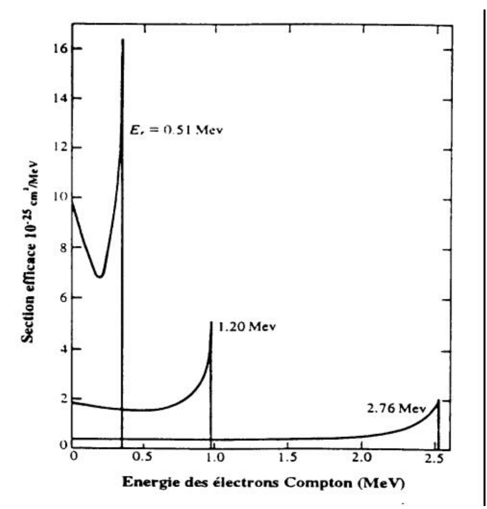


Figure 8 : Distribution en énergie des électrons Compton

La distribution angulaire des photons diffusés dans un angle solide dω est obtenue à partir de la section efficace différentielle de Klein-Nishina :

$$\left(\frac{d\sigma_c}{d\omega}\right)=\frac{r_0^2}{2}\left(\frac{E'}{E}\right)^2\left(\frac{E}{E'}+\frac{E'}{E}-\sin^2\theta\right)$$

avec $r_0 = e^2/m_0c^2$ = 2.818 fm ; $E' = h\nu'$; $E = h\nu$.

4- Importance relative des trois effets

La figure 9 montre l'importance relative des trois effets en fonction de l'énergie du photon $h\nu$ et du numéro atomique du milieu Z.

Le long de la courbe $\sigma = \tau$, l'effet photoélectrique et l'effet Compton sont également probables ; tandis que le long de la courbe $\sigma = \kappa$, l'effet Compton et la production de paire ont la même probabilité. L'effet photoélectrique est dominant à basse énergie. Dans les matériaux lourds, il cesse de l'être à partir de 500 keV.

A haute énergie, c'est l'effet de création de paire qui est prédominant : il commence à le devenir à partir de 5 MeV dans les matériaux de Z élevé. Entre les deux, se situe un domaine où c'est l'effet Compton qui domine. Pour les milieux de faible Z (carbone, air, eau, tissus humains), ce domaine est extrêmement large (de ≈ 20 keV à ≈ 30MeV).

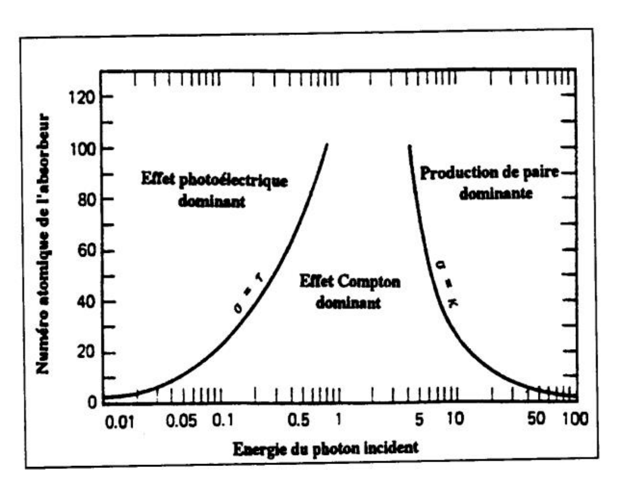


Figure 9 : Importance relative des trois effets en fonction de l'énergie du photon incident *hν* et du numéro atomique du milieu *Z*.

5- Loi d'atténuation

Soit un faisceau de photons monoénergétiques d'énergie $h\nu$ d'intensité ϕ_0 frappant normalement un écran absorbeur d'épaisseur x et de densité atomique N atomes par cm^3 .

Soit ϕ le nombre de photons $h\nu$ transmis à la sortie de l'écran dans la direction du faisceau incident. Tout photon ayant subi une interaction dans le matériau est éliminé : soit parce qu'il a été absorbé par effet photoélectrique ou production de paire soit parce qu'il a été diffusé par effet Compton. Dans une tranche d'épaisseur dx, la variation du nombre de photons ϕ est :

$$d\phi = - \phi \, \sigma_T \, N \, dx$$

où $\sigma_T = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_p$

σ_{ph} = section efficace photoélectrique

σ_c = section efficace Compton

σ_p = section efficace de production de paire

En intégrant l'équation sur l'épaisseur de l'écran, on obtient : $\phi = \phi_0 \, e^{-N\sigma_T x} = \phi_0 \, e^{-\mu x}$

L'atténuation des photons dans la matière suit une loi exponentielle.

$\mu = N \sigma_T$ est le coefficient d'atténuation linéaire des photons $h\nu$ dans l'écran et s'exprime en cm^{-1}.

$\mu = \tau$ (photoélectrique) + σ (Compton)+ κ (production de paire)

où τ, σ, κ sont les coefficients d'atténuation linéaire correspondant à chacun des effets.

Le coefficient $\lambda = 1/\mu$ est le libre parcours moyen des photons dans l'écran : c'est la distance moyenne parcourue dans l'écran avant que ne se produise une interaction. Dans les solides λ varie de quelques millimètres à des dizaines de centimètres.

L'inconvénient du coefficient d'atténuation linéaire est qu'il dépend de la densité du milieu. Pour s'en affranchir, on introduit le coefficient d'atténuation massique μ/ρ où ρ est la masse volumique du milieu.

La loi d'atténuation s'écrit alors : $\phi = \phi_0 \, e^{-(\mu/\rho)\rho x}$

$\rho x = m/s$ est la masse surfacique de l'écran et s'exprime en g cm^{-2}.

Les figure 10 et 11 représentent la variation de μ/ρ dans l'eau et dans le plomb en fonction de l'énergie des photons. Ces milieux sont représentatifs des milieux de Z faible et de Z élevé. La comparaison des deux courbes fait bien apparaître la différence notable quant à l'étendue de la zone de prépondérance de l'effet Compton qui est beaucoup plus restreinte dans les matériaux de Z élevé.

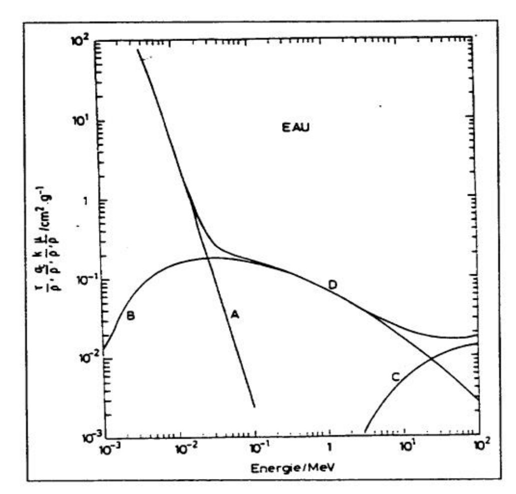


Figure 10 : Variation des coefficients d'atténuation massiques de l'eau avec l'énergie des photons.

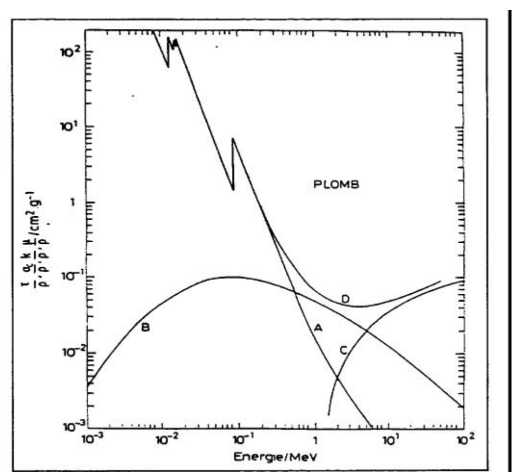


Figure 10 : Variation des coefficients d'atténuation massiques du plomb avec l'énergie des photons.

Courbe A : effet photoélectrique τ/ρ Courbe B : effet Compton σ_c/ρ
Courbe C : production de paire κ/ρ Courbe D : coefficient résultant μ/ρ